ORSAY
SÉRIE A,
N· D'ORDRE :
118

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

HASHIZUME Akira

PREMIÈRE THÈSE

Spectrométrie β par détecteur à jonction. Application à l'étude des spectres du ^{14}C et du ^{35}S

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Les modèles nucléaires

Soutenues le 23 juin 1965 devant la Commission d'examen

MM. LEHMANN Président

LEFORT, GRINBERG } Examinateurs

ORSAY
SÉRIE A,
N· D'ORDRE :
118

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

HASHIZUME Akira

PREMIÈRE THÈSE

Spectrométrie β par détecteur à jonction. Application à l'étude des spectres du ^{14}C et du ^{35}S

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Les modèles nucléaires

Soutenues le 23 juin 1965 de vant la Commission d'examen

MM. LEHMANN Président
LEFORT, GRINBERG } Examinateurs

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen ..... M. ZAMANSKY

MM.	BRELOT	T. Analyse supérieure
	PRENANT	T. Anatomie et histologie comparée
	GRASSE	T. Evolution des êtres organisés
	PREVOST	T. Chimie Organique
	WYART	T. Minéralo & Cristallo
	TEISSIER	T. Zoologie
	MANGENOT	T. Biologie végé. (Orsay)
	AUGER	T. Physique quantique et relativité
	MONNIER	T. Physiologie générale
	PIVETEAU	T. Paléontologie
	ROCARD	T. Physique ENS
	CARTAN	T. Mathématiques ENS
	LAFFITTE N.	T. Chimie générale
	COULOMB	T. Physique du globe
Mlle	COUSIN	T. Biologie animale SPCN
	CHRETIEN	T. Chimie minérale
	BOCQUET	T. Zoologie
	KASTLER	T. Physique ENS
	EPHRUSSI	T. Génétique
	RIVIERE	T. Géologie SPCN & Sédiment (Orsay)
	GAUTHERET	T. Biologie végétale PCB
	LUCAS R.	T. Recherches Physiques
	TOHMAS A.	T. Biologie cellulaire
	ARNULF	T. Optique appliquée
	MORAND	T. Physique enseignement
	SOLEILLET	T. Physique PCB
	FORTIER	T. Mécanique exp. des fluides
	DRACH	T. Zoologie
	QUENEY	T. Météo & Dynamique atmos.
	GALLIEN	T. Embryologie
	KICHORN	T. Botanique
	DE CUGNAC	T. Biologie végétale SPCN
Mlle	CAUCHOIS	T. Chimie physique
	THELLIER	T. Physique du globe
	L'HERITIER	T. Biologie générale Orsay
	GRIVET	T. Radioélectricité Orsay
	PONCIN	T. Mécanique générale
	DU BREIL	T. Arith & Théorie des nombres
	QUELET	T. Chimie organique
	GAGNIARD	T. Géophysique appliquée
	CHAMPETIER	T. Chimie macromoléculaire
	CUVILLIER	T. Micropaléontologie
	JUNG	T. Géologie
	TRILLAT	T. Microscopie et diffraction électro.
	WIEMANN	T. Chimie organ. & struc
	JACQUINOT	T. Spectroscopie et Physique céleste (Orsay)
	VASSY	T. Physique de l'atmosphère
	DESTOUCHES	T. Théorie physique
	AMIEL	T. Chimie générale
	HOCART	T. Minéralo. & Cristallo.
	MATHIEU J. P.	T. Physique optique
	COUTEAUX	T. Cytologie
	MAY	T. Zoologie
	CHOQUET	T. Théorie des fonctions et topologie
	FELDMANN	T. Biologie végétale marine
	GUINIER	T. Physique des solides (Orsay)
	JOST	T. Physiologie comparée
	FORTET	T. Calcul des probabilités et Phys. Mathém.
	SCHWARTZ	T. Calcul diff. & Intégral
	CHODARD	T. Physiologie végétale
	MALAVARD	T. Aviation (Tech. Aéron.)
	NORMANT	T. Synthèse organique
	BENARD	T. Chimie minérale
	BUVAT	T. Botanique ENS
	DUGUE	T. Statistique mathématiques
	SOULAIRAC	T. Psychophysiologie
	ULRICH	T. Physiologie Vég. Appl.
	MARECHAL	T. Optique théor. & appl.
	KIRRMANN	T. Théories chimiques
	CHADEFAUD	T. Botanique
Mlle	LE BRETON	T. Physiol. de la nutrition
	LELONG	T. Application de l'analyse à la géométrie
	DEVILLIERS	T. Anatomie & Histo compar.
	EHRESMANN	T. Topologie algébrique
	FRANCON	T. Physique SPCN
	GLANGEAUD	T. Géographie phys. & géol.
	GODEMENT	T. Mathématiques MGP
	PISOT	T. Technique math. de la phys.
	ROCH	T. Géologie
	SCHATZMANN	T. Astrophysique
	TERMIER	T. Géologie générale
	ZAMANSKY	T. Mathématiques générales
	LENNUIER	T. Physique MGP
	RIZET	T. Génétique Orsay
	ROUTHIER	T. Géologie appliquée
Mme	TONNELAT	T. Physique théorique
	DIXMIER	T. Mathématiques MPC
	SOUCHAY	T. Chimie générale
	AIGRAIN	T. Electrotechnique générale
	BRUSSET	T. Chimie systématique
	LEVY M.	T. Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
Mme	CHAIX	T. Chimie biologique
Mme	HUREL PY	T. Biologie végétale PCB
	PANNETIER	T. Chimie générale
	BRUN	T. Mécanique des fluides I
	LEDERER	T. Chimie biologique (Orsay)
Mme	DUBREIL	T. Mathématiques (Agrég.)
Mme	LELONG	T. Mathématiques II ENS
	BELLAIR	T. Géologie SPCN
	COTTE	T. Physique électricité
	DUBOIS J. E.	T. Chimie organique
	LAMOTTE	T. Zoologie ENS
	MICHEL A.	T. Chimie minérale Orsay
	OLMER	T. Energétique générale
	ROUAULT	T. Electricité (Orsay)
	GAUTHIER	T. Mécanique appliquée
	BARCHEWITZ	T. Chimie physique
	BROSSEL	T. Physique atomique
	BUSER	T. Physiologie comparée
	CAMUS	T. Physiologie végétale
	CASTAING	T. Physique II Thermo (Orsay)
	CURIEN	T. Minéralo. & cristal.
	MOYSE	T. Physiologie végétale (Orsay)
Mme	CHARNIAUX-COTTON	T. Evolution des êtres organisés
	POSSOMPES	T. Zoologie
	PULLMANN	T. Chimie quantique
	TEILLAC	T. Physique Nucl. & radioactivité (Orsay)
	TONNELAT	T. Biol. Physico-chim. (Orsay)
	VILLE	T. Econométrie
	WILLEMART	T. Chimie PCB
	DODE	T. Chimie (Orsay)
	FREYMANN	T. Recherches physiques
	GUINOCHET	T. Biologie végétale SPCN (Orsay)
	ROLLET	T. Chimie minérale
Mlle	JOSIEN	T. Chimie SPCN
	CHEVALLEY	T. Géométrie algéb. et théorie des groupes
	ARNOULT	T. Electronique Orsay
	CHAPELLE	T. Physique I (Orsay)
	DELANGE	T. Mathématiques I (Orsay)
	DENY	T. Mathématiques générales (Orsay)
	GERMAIN	T. Mécanique théorique des fluides
	LUCAS	T. Géologie
	ALLARD	T. Chimie physique
	BERTHELOT	T. Physique des particules fondamentales (Orsay)
	BRICARD	T. Météor. et physique de l'atmosphère
Mme	ALBE FESSARD	T. Psycho. physio.
	FRIEDEL	T. Physique des solides (Orsay)
	JULIA M.	T. Etudes des molécules complexes
	LENDER	T. Biologie animale SPCN (Orsay)
	MAGAT	T. Physico chimie des radioéléments
Mlle	QUINTIN	T. Electrochimie
	MONOD	T. Chimie du métabolisme
	BENOIT	T. Physio. animale (Orsay)
	DE POSSEL	T. Analyse numérique
	CHARLOT	T. Chimie analytique
	LEMEE	T. Ecologie végétale (Orsay)
	GUERIN	T. Chimie MPC (Orsay)
	CHATELET	T. Chimie PCB
	JEAN	T. Physio. nucléaire (Orsay)
	MATTLER	T. Physique SPCN
	BERGERARD	T. Zoologie (Orsay)
	BERTEIN	T. Electronique (Orsay)
	BOUSSIENES	T. Radiochimie
Mme	COUTRIE	T. Thermo. et méca. physique
	ELLENBERGER	T. Géologie des grandes régions du globe (Orsay)
	FRANC	T. Biologie animale PCB
	SCHNELL	Botanique tropicale
	STLKOWSKI	T. Physiologie végétale
	ACHER	T. Chimie biologique
	BAUDOIN	T. Biologie animale PCB
	BEAUMONT	Biologie animale SPCN
	BLAMONT	Géophysique ionosphère
	BOUREAU	T. Botanique
	CURIE D.	Physique MGP
	DURAND DELGA	T. Géologie
	FREON	T. Chimie organique (Orsay)
	HELLER	T. Physiologie végétale
	TORTRAT	T. Calcul des probabilités
	CAILLEUX	T. Géologie SPCN
	MAGNAN	Physique électricité
	DAUDEL	T. Mécanique ondulatoire appli. à la Chimie Théor. & à la Phys. Nucléaire
Mlle	FOURCROY	Biologie végétale SPCN
Mme	CHOQUET BRUHAT	Mécanique analytique et méca. céleste
Mlle	VEIL	T. Physiologie générale
	LWOFF	T. Microbiologie
	SIESTRUNCK	T. Méca. phys. & expérimentale
	LACOMBE	T. Métallurgie des métaux nucléaires (Orsay)
	BROCHARD	T. Physique PCB (Orsay)
	CABANNES	T. Mécanique générale
	LESIEUR	T. Math. I (Orsay)
	MAZET	T. Méca. générale (Orsay)
	CAIRE	Géographie physique et géo. dynamique
	COMOLET	Méca. des fluides
	CORABOEUF	T. Physiologie animale (Orsay)
	DELLOUE	T. Physique de l'atmosphère
	GORENFLOT	Botanique II (Orsay)
	HOUILLON	Biologie animale PCB
	JULLIEN J.	Chimie SPCN (Orsay)
	MALGRANGE	T. Technique Math. de la physique (Orsay)
	OLIVIER	Antropologie
	NOZERAN	T. Botanique II (Orsay)
	BLANC-LAPIERRE	T. Physique ENS (Orsay)
	CHEVAUGEON	T. Botanique (Orsay)
	KAHANE	T. Mathématiques (Orsay)
	SAMUEL	T. Mathématiques ENS féminines
	KOURGANOFF	T. Astronomie (Orsay)
	THIRY	T. Méca. céleste
	ABELES	Physique SPCN
	AMAT	T. Physique PCB
	AUBOIN	T. Géologie
Mme	BENOIT-GUEUTAL	T. Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	ROUGIS	Biologie marine Villefranche/mer
	BRUHAT	T. Math. MPC
	BRUNN	T. Géologie historique (Orsay)
	CHABBAL	T. Physique MGP (Orsay)
	DEHEUVELS	T. Math. propé.
	D'ESPAGNAT	T. Physique théorique (Orsay)
	FURON	T. Géologie SPCN
Mme	GANS	T. Génétique
	GENEVES	Biologie végétale PCB
	GUILBERT	Physique CUS Orléans
	HUPE	T. Pétrographie
	HOLLANDE	T. Biologie générale
	LIONS	T. Analyse numérique
	MAITTE	T. Chimie PCB
	MEYER	Physique propédeutique
	PANIGEL	Biologie générale
	RAVIER	Pétrographie
	ROSEAU	T. Méca. théorique des fluides
	ROUBINE	Electronique
	SILBER	T. Chimie PCB
	USBERSFELD	T. Electronique
	YVON	T. Théories physiques
	HERVE	T. Mathématiques
	NERON	T. Math. MPC (Orsay)
Mme	PECKER WIMEL	T. Astrophysique
	BALKANSKY	Physique MPC
	LE CORRE	T. Electricité
	DELCROIX	T. Physique théorique (Orsay)
	GOURDIN	Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
	LEHMANN	T. Phys. Exp. des hautes énergies
	NATAF	T. Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	ECHALIER	Biologie animale PCB
	BARRAUD	Physiologie cellulaire
	LIORET	Physiologie végétale (Orsay)
	DARS	Géologie structurale et Géologie appliquée
	CAMEFORT	T. Botanique (agrégation)
	VICHNIEWSKY	T. Mécanique industrielle
	BLAQUIERE	Electronique (Orsay)
	ARNOUS	T. Physique théorique
	TATIBOUET	Chimie (CSU Orléans)
	MALLIAVIN	T. Mathématiques propé. (Orsay)
	GAUDEMAR	Chimie propé.
	PEREZ Y JORBA	Physique Exp. des hautes énergies (Orsay)
	DAVID	T. Chimie (agrégation Orsay)
	BROUSSE	T. Mécanique théorique
	ROSCH	T. Astronomie
	GUY	T. Physique expérimentale
	LAZARD	Math. MPC
	MOREL P.	Physique MPC
	ARSAC	Programmation
	LEFEBVRE	Chimie MPC
	CHAPEVILLE	Biochimie
	BENOIT	Physique CPEM
	RIO	Chimie CPEM
	JAUZEIN	Géologie ENS
	PREVOST G.	BV CPEM
	FAVARD P.	BA CPEM
	VILKAS	Chimie CPEM
Mlle	FICINI	Chimie CPEM
	LEQUEUX	Astronomie
	COHEN TANNOUDJI	Physique MPC
	TAVERNIER	Physique CPEM
Mme	ROIZEN	Physique CPEM
	DURAND M.	BA SPCN
	PASCAUD	Physiologie
Mme	PETIT	BA CPEN
	BROUSSE	Géologie (Orsay)
	CAGNIAC	Physique agrégation (Orsay)
	LEBERRE	Zoologie (Orsay)
	SCHEFFER	Microbiologie (Orsay)
	de GENNES	Physique des solides (Orsay)
	RIOU	Physique nucléaires exp. (Orsay)
	CLAUSER	Chimie biologique (Orsay)
	CHEVALIER	Physiologie animale (Orsay)
	JANCOVICI	Physique atomique (Orsay)
	FALK-VAIRANT	Physique nucléaire (Orsay)
	FETIZON	Chimie propé. (Orsay)
	CERF	Mathématiques (Orsay)

Secrétaire général ..... R. POULAIN

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION	7
I - RAPPELS SUR LA THEORIE DE LA DESINTEGRATION β	9
I.1 - Historique	9
I.2 - L'intéraction faible	10
I.3 - Transition permise	12
I.4 - Transition interdite	14
II - LES DETECTEURS A JONCTION	17
II.1 - Généralités	17
II.2 - Les différents types de jonctions	17
II.3 - Collection des charges	18
II.4 - Influence des "bruits" sur le pouvoir de résolution	22
III - CARACTERISTIQUES DU SPECTROMETRE β A JONCTION	27
III.1 - Le dispositif expérimental	27
III.2 - Pouvoir de résolution du spectromètre	29
III.3 - Influence de la tension de polarisation sur l'efficacité du détecteur	33
III.4 - Détermination du rapport des raies de conversion	35
IV - DEPOUILLEMENT DU SPECTRE β. REPRESENTATION DE KURIE	41
IV.1 - Calcul de l'abscisse et de l'écart type des pics de conversion interne (groupe I)	42
IV.2 - Détermination de la courbe d'étalonnage en énergie par la méthode des moindres carrés (groupe II)	45
IV.3 - Correction de résolution sur le spectre β (groupe III)	46
IV.4 - Transformation de l'énergie en quantité de mouvement (groupe IV)	49
IV.5 - Représentation de Kurie (groupe V)	49
V - ETUDE DES SPECTRES DU ^{14}C ET DU ^{35}S	51
V.1 - Dispositif expérimental	51
V.2 - Technique de préparation des sources et mesure de leur épaisseur	51

Pages

V.3 - Spectre du ^{35}S 54

V.4 - Spectre du ^{14}C 56

CONCLUSION 65

APPENDICE I 67

APPENDICE II 73

BIBLIOGRAPHIE 77

AVANT-PROPOS

Le travail exposé dans le présent mémoire a été réalisé au Laboratoire de Mesures du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay. Il a pu être entrepris grâce à une bourse accordée par l'Association pour l'Organisation des Stages en France (A.S.T.E.F.) puis poursuivi et mené à sa fin grâce à une bourse accordée par le Commissariat à l'Energie Atomique. Je tiens à dire ici, combien je suis reconnaissant à ces deux Organismes, auxquels je suis redevable d'avoir effectué ce travail.

J'exprime ma vive gratitude à Monsieur le Professeur B. GRINBERG, Chef du Laboratoire de Mesures sous la direction de qui ce travail a été fait et qui a mis à ma disposition les moyens nécessaires, à Monsieur le Professeur P. LEHMANN, de la Faculté des Sciences d'Orsay qui a bien voulu s'y intéresser et accepter de présider le jury auquel il est soumis.

Je remercie très vivement Monsieur LEGRAND et Monsieur LE GALLIC qui, tout au long de ce travail, m'ont apporté un courcours précieux et avec qui j'ai eu de si fructueux entretiens.

Je remercie également Monsieur HAREUX qui a participé largement à la réalisation des expériences, et qui a été pour moi un collaborateur précieux.

Je suis très heureux de dire ici toute ma gratitude aux chercheurs et techniciens du Laboratoire auprès de qui j'ai toujours trouvé une aide amicale à laquelle j'ai été très sensible.

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK
- LEIDEN -

INTRODUCTION

Les problèmes relatifs au spectre des émetteurs β sont classiques et ont fait l'objet de théories élaborées. Cependant, même dans le cas des transitions permises, il ressort de nombreuses publications que, dans certaines limites, la théorie ne s'accorde pas avec les résultats expérimentaux. Ceci résulte de l'imperfection des techniques et des conditions de mesure. Aussi nous a-t-il semblé souhaitable de déterminer la forme des spectres β par une méthode différente des méthodes habituelles (spectromètre magnétique, compteurs proportionnels .....).

Nous avons donc réalisé un spectromètre utilisant un détecteur à jonction, type de détecteur qui permet des mesures précises du rayonnement β. La résolution énergétique est voisine de celle obtenue avec un spectromètre magnétique de qualité moyenne. En outre, ce type de détecteur présente cet avantage de rendre facile les expériences de coïncidences.

Nous avons ensuite étudié les caractéristiques de ce spectromètre et l'avons étalonné en énergie en utilisant des séries de conversion interne d'un certain nombre d'émetteurs.

Nous avons ensuite exploité ce spectromètre :

1/ pour déterminer les rapports de conversion interne pour certains émetteurs comme :

$$^{113m}In,\ ^{137m}Ba,\ ^{139}La,\ ^{195}Pt \text{ et } ^{207}Pb$$

2/ pour étudier le spectre du carbone 14 encore mal connu et déterminer le terme d'interférence de Fierz relatif à ce spectre.

Le présent mémoire comprend cinq parties :

I - Rappels relatifs à la théorie de la désintégration β

II - Les détecteurs à jonction

III - Caractéristiques du spectromètre β à jonction

IV - Dépouillement du spectre β. Représentation de Kurie

V - Etude des spectres du Soufre 35 et du Carbone 14.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534924_0044

I - RAPPELS SUR LA THÉORIE DE LA DÉSINTÉGRATION β

I.1 - HISTORIQUE

C'est à Fermi [1] que l'on doit la première théorie quantitative de la désintégration β (1934). Comme base de départ il s'inspira de la théorie sur le rayonnement électromagnétique, déjà connue à cette époque.

Pour la clarté de ce qui suit, sans entrer dans le détail de la théorie de Fermi, il nous a semblé nécessaire de rappeler sommairement la méthode suivie.

L'hamiltonien d'intéraction dans le cas de l'émission d'un rayonnement électromagnétique est donné par :

$$H_r = e\,(\bar{\psi}_p\ \gamma_\mu\ \psi_p)\ A_\mu \qquad (I.1)$$

avec

A_μ : potentiel vectoriel du photon émis

$j = (\bar{\psi}_p\ \gamma_\mu\ \psi_p)$: courant de quadri-vecteur

e : charge de l'électron

ψ_p : fonction d'onde du proton

γ_μ : opérateur

Fermi remplace A_μ par un courant leptonique ayant la forme $(\bar{\psi}_e\ \gamma_\mu\ \psi_\nu)$; il transforme $(\bar{\psi}_p \gamma_\mu \psi_p)$ en $(\bar{\psi}_p\ \gamma_\mu\ \psi_n)$ et il introduit une constante de couplage faible g, dont la valeur est déterminée expérimentalement.

L'hamiltonien peut donc s'écrire sous la forme :

$H = g\ (\bar{\psi}_p\ \gamma_\mu\ \psi_n).\ (\bar{\psi}_e \gamma_\mu\ \psi_\nu)$ + un terme conjugué complexe (I.2)

ψ_p et ψ_n sont respectivement les fonctions d'onde du proton et du neutron.

Dans cette théorie Fermi avance l'hypothèse suivante : la transformation d'un neutron en un proton est accompagnée de l'émission d'un électron et d'un anti-neutrino et la transformation d'un proton en un neutron est accompagnée de l'émission d'un positon et d'un neutrino. Ceci peut être schématisé de la manière suivante :

$$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}$$

$$p \longrightarrow n + e^+ + \nu$$

En traitant l'énergie d'intéraction comme une perturbation, Fermi a calculé la répartition des électrons en fonction de l'énergie :

$$P(W)\ dW = \frac{g_v^2}{2\pi^3} \left|\int \mathbf{1}\right|^2\ F\ (Z,W).\ p.\ W.\ (W_o - W)^2\ dW \qquad (I.3)$$

où

$\int \mathbf{1} = \psi_f^*.\ \psi_i.\ d\tau$, ψ_f et ψ_i sont respectivement les fonctions d'onde initiales et finales du nucléon. $\int \mathbf{1}$ ne dépend pas de l'énergie de l'électron

W : énergie d'un électron

W_o : énergie maximum des électrons

Ces deux énergies sont exprimées en unités $m_o c^2$ et comprennent l'énergie de masse de l'électron au repos.

p : quantité de mouvement des électrons, exprimée en unité $m_o c$.

F (Z, W): fonction de Fermi, qui tient compte de l'effet du champ coulombien sur les électrons émis.

En 1935 Konopinski et Uhlenbeck [2] modifièrent la forme du courant leptonique en introduisant la dérivée partielle $\partial\psi/\partial x$. Ce courant prend alors la forme suivante :

$$\left(\bar{\psi}_e \, \psi_\mu \frac{\partial \psi_\nu}{\partial x}\right)$$

Leur théorie s'accordait mieux avec les résultats expérimentaux que celle de Fermi. Mais l'amélioration des techniques a montré que la forme des spectres obtenus s'éloigne de celle prédite par Konopinski et Uhlenbeck.

En 1936 Gamow et Teller [3] ont généralisé la théorie de Fermi en tenant compte de l'effet du spin des nucléons. La forme des spectres est alors donnée par :

$$P(W)\, dW = \frac{g_{G.T.}^2}{2\pi^3} \left|\int \sigma\right|^2 F(Z,W).\ p.\ W.\ (W_o - W)^2\, dW \qquad (I.4)$$

I.2 - L'INTERACTION FAIBLE

Dans la relation (I.2), Fermi ne tient compte que des formes d'intéraction vectorielles ; dans le présent chapitre, nous étudierons les autres formes d'intéraction.

L'équation du mouvement de l'électron ou du neutrino dont le spin est 1/2, est représentée par l'équation ondulatoire relativiste de Dirac :

$$-\sum_{\mu=o}^{3} i\, \gamma_\mu \frac{\partial \psi}{\partial x_\mu} + \frac{m_o c}{\hbar}\, \psi = 0 \qquad (I.5)$$

ψ : fonction d'onde de l'électron ou du neutrino

$\frac{\partial}{\partial x_\mu}$: vecteur covariant dont les éléments sont :

$$\left\{\frac{\partial}{\partial (ct)}\ ,\ \vec{\nabla}\right\}$$

γ_μ défini par :

$$\gamma_o = \beta \qquad (I.6)$$

$$\gamma_k = \beta\ \alpha_k \ (k = 1, 2, 3) \qquad (I.7)$$

β : matrice de Dirac

α_k : matrice de Pauli

A partir de ces quatre matrices γ_μ, de nouvelles matrices peuvent être déterminées en les multipliant entre elles. On constate alors qu'il y a seulement 16 matrices indépendantes. Selon la façon dont ces matrices agissent sur $\bar{\psi}$ et ψ, cinq types de transformations sont obtenues :

Le tableau 1 représente les modes d'intéraction et les propriétés des transformations ($\gamma_5 = \gamma_o \cdot \gamma_1 \cdot \gamma_2 \cdot \gamma_3$).

TABLEAU I

Type	Propriétés de la transformation	Nombre indépendant
$\bar{\psi}\ \psi$	Scalaire (S)	1
$\bar{\psi}\ \gamma_\mu\ \psi$	Vecteur (V)	4
$i\ \bar{\psi}\ \gamma_\mu\ \gamma_\nu\ \psi$	Tenseur (T)	6
$i\ \bar{\psi}\ \gamma_1\ \gamma_\mu\ \gamma_\nu\ \psi$	Pseudo-vecteur (A)	4
$\bar{\psi}\ \gamma_5\ \psi$	Pseudo-scalaire (P)	1

Dans le cas de la désintégration β, les formes d'intéraction ne sont pas déterminées à priori, c'est pourquoi, pour généraliser on prend une combinaison linéaire des différents modes d'intéraction. L'hamiltonien prend alors la forme suivante :

$$H = g \sum_i C_i\ (\bar{\psi}_p\ O_i\ \psi_n)\ (\bar{\psi}_e\ O_i\ \psi_n) + \text{un terme conjugué complexe} \qquad (I.8)$$

i : représente les cinq modes d'intéraction (S, V, T, A, P)

C_i : intensité relative de chaque mode d'intéraction

Selon l'hypothèse de Lee [4] où la parité ne serait pas conservée, l'hamiltonien prend la forme [5], [6] :

$$H = g \sum_i (\bar{\psi}_p\ O_i\ \psi_n)\ [\bar{\psi}_e\ O_i\ (C_i + C_i'\gamma_5)\ \psi_\nu] + \text{un terme conjugué complexe} \qquad (I.9)$$

Des termes de couplage impairs $\bar{\psi}_e\ O_i\ \gamma_5\ \gamma_\nu$ sont alors ajoutés aux termes de couplage pairs $\bar{\psi}_e\ O_i\ \psi_\nu$.

$(C_i + C_i'\ \gamma_5)\ \psi_\nu$ peut s'écrire sous la forme suivante :

$$(C_i + C_i')\ \Phi_+ + (C_i - C_i')\ \Phi_- \qquad (I.10)$$

avec

$$\Phi \pm = \frac{1}{2}\ (1 \pm \gamma_5)\ \psi_\nu \qquad (I.11)$$

En rapprochant cette hypothèse de l'équation de Dirac (I.5) dans le cas du neutrino ($m_\nu = 0$), Φ_+ représente la polarisation du neutrino à gauche, et Φ_- la polarisation à droite.

L'expérience ayant montré que le neutrino était polarisé à gauche, il en résulte que

$$C_i' - C_i \qquad (I.12)$$

La relation (I. 9) devient alors :

$$H = g \sum_i C_i\ (\bar{\psi}_p\ O_i\ \psi_n)\ [\bar{\psi}_e\ O_i\ (1 + \gamma_5)\ \psi_\nu] + \text{un terme conjugué complexe} \qquad (I.13)$$

Comme γ_5 anticommute avec β et γ_μ on a d'une part :

$$[\bar{\psi}_e\ O_j\ (1 + \gamma_5)\ \psi_\nu] = [\psi_e^\dagger\ \beta\ O_j\ (1 + \gamma_5)\ \psi_\nu] = [\psi_e^\dagger\ (1 - \gamma_5)\ \beta\ O_j\ \psi_\nu] \qquad (I.14)$$

avec j = S, T, P

et d'autre part : $[\bar{\psi}_e\ O_k\ (1 + \gamma_5)\ \psi_\nu] = [\psi_e^\dagger\ (1 + \gamma_5)\ \beta\ O_k\ \psi_\nu]$ (I.15)

avec k = V, A

$\bar{\psi}_e = \psi_e^\dagger\ \beta$ $\quad$ $\psi_e^\dagger$: hermitique conjugué

On a alors :

$$H = 2\,g \sum_j C_j\,(\bar{\psi}_p\,O_j\,\psi_n)\,[(\Phi_e^-)^\dagger\,\beta\,O_j\,\psi_\nu] + \text{un terme conjugué complexe}$$
$$+ 2\,g \sum_k C_k\,(\bar{\psi}_p\,O_k\,\psi_n)\,[(\Phi_e^+)^\dagger\,\beta\,O_k\,\psi_\nu] + \text{un terme conjugué complexe} \qquad (I.16)$$

avec

$j = S, T, P$

$k = V, A$

$\psi_e^\dagger\,(1 \pm \gamma_5) = 2\,(\Phi_e^\pm)^\dagger$

L'équation (I.16) montre que les intéractions scalaires, tensorielles et pseudo-scalaires expliquent la polarisation à droite de l'électron, et que les intéractions vectorielles et axial-vectorielles expliquent la polarisation à gauche de l'électron.

Il faut remarquer que l'invariance de l'application de $\gamma_5^{(*)}$ proposée par Sudarshan et Maishak [7] introduite dans la relation (I.8) conduit à la même conclusion.

Après l'hypothèse selon laquelle la parité ne serait pas conservée, s'est posé le problème de l'invariance par renversement du temps [8], [9], [10], [11]. Les résultats obtenus jusqu'à ce jour, confirment cette invariance [12], [13], [14], [15]. La constante de couplage de la désintégration β devient alors réelle

$$C_i = C_i^*$$

I.3 - TRANSITION PERMISE

Le chapitre précédent a montré que l'intéraction électron-neutrino peut se mettre sous la forme

$$[\bar{\psi}_e\,O_i\,(1 + \gamma_5)\,\psi_\nu]$$

Les approximations suivantes conduisent à considérer le cas des transitions permises et des transitions interdites [16].

Soient ψ_e et ψ_ν les fonctions d'onde respectives de l'électron et du neutrino.

$$\psi_e = A \exp\,[-i\mathbf{p}\,r]$$
$$\text{et } \psi_\nu = B \exp\,[-i\mathbf{q}\,r] \qquad (I.17)$$

En développant en série et en reportant dans la relation (I.15) on obtient :

$$[\bar{\psi}_e\,O_i\,(1 + \gamma_5)\,\psi_\nu] = [A^*\,O_i\,(1 + \gamma_5)\,B]\,.\,[1 - i\,(\mathbf{p} + \mathbf{q})\,\mathbf{r} - \frac{1}{2}\,(\mathbf{p} + \mathbf{q})^2\,\mathbf{r}^2 + \ldots + \frac{(-i)^n}{n!}\,(\mathbf{p} + \mathbf{q})^n\,.\,\mathbf{r}^n + \ldots] \qquad (I.18)$$

$\mathbf{p}$: quantité de mouvement de l'électron

$\mathbf{q}$: quantité de mouvement du neutrino

$(\mathbf{p} + \mathbf{q})$ est de l'ordre de 3 ou 4, r est inférieur à 1/40

$(r \leqslant R\,mc/\hbar < 1/40$, R rayon du noyau).

Le terme du deuxième ordre peut être négligé dans le développement en série précédent. Si d'autre part le terme relativiste est négligé, l'élément matriciel H_{if} est représenté par :

$$H_{if} = 2\,g\left[C_v\,.\int 1\,.\,(\psi_e^\dagger\,\psi_\nu)_o + C_A\,.\int \sigma\,.\,(\psi_e^\dagger\,\sigma\,\psi_\nu)_o\right] \qquad (I.19)$$

ψ_e et ψ_ν étant évalués au centre du noyau.

(*) Les intéractions des 4 fermions doivent être invariantes lorsque γ_5 est appliqué à ψ_i

$$[\psi_i \longrightarrow \gamma_5\,\psi_i]$$

Dans ces conditions, les électrons et les neutrinos ont un moment cinétique orbital nul, la transition est dite permise.

Règle de sélection de Fermi

Le neutrino et l'électron ont le même spin (1/2), lorsqu'ils sont antiparallèles (état singulet) et le moment cinétique total étant nul, les spins du noyau initial et du noyau final ne changent pas au cours d'une transition.

Si $\Delta I = 0$, l'élément matriciel $\int \mathbf{1}$ est différent de 0 et si $\Delta I \neq 0$, $\int \mathbf{1} = 0$. Comme l'électron et le neutrino sont émis dans l'état s ($l = 0$), il n'y a pas de changement de parité ($\Delta\pi = +$).

Règle de sélection de Gamow-Teller

Si les spins de l'électron et du neutrino sont parallèles (état triplet), la loi de sélection est différente. Le moment cinétique total des deux particules est égal à l'unité. L'élément matriciel $\int \sigma$ de l'équation (I.19) est alors différent de zéro si $\Delta I = 0$ ou ± 1, et il est nul, lorsqu'il y a changement de parité.

Si l'on reprend l'hamiltonien H_{if} de l'équation (I.19) la probabilité de transition entre deux états nucléaires est donnée par l'équation de la théorie des perturbations

$$T(W_e) = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{if}|^2 \rho(W_o) \qquad (I.20)$$

$\rho(W_o)$: densité des états finaux qui peut être mise sous la forme :

$$\rho(W_o) = \frac{V^2}{16.\pi^5.\hbar^6 c^3} p^2 (W_o - W_e)^2 \, dp \, d\Omega_{e\nu} \qquad (I.21)$$

La masse du neutrino est supposée nulle.

V : volume dans lequel se trouve le neutrino et l'électron

p : quantité de mouvement de l'électron

$\Omega_{e\nu}$: angle que font entre eux le neutrino et l'électron lorsqu'ils sont émis.

La fonction d'onde de l'électron dans le champ coulombien est par exemple, celle donnée par Young et Rose [17], [18]. La forme du spectre pour une transition permise est alors représentée par la relation suivante :

$$P(W)\,dW = \frac{g^2}{2\pi^3} \xi \, F(\pm Z, W) \, p \, W \, (W_o - W)^2 \, dW \qquad (I.22)$$

$$\xi = C_v^2 . \left| \int \mathbf{1} \right|^2 + C_A^2 \left| \int \sigma \right|^2 \qquad (I.23)$$

$F(\pm Z, W)$ a pour origine le champ coulombien et se met sous la forme suivante :

$$F = 2 (1 + \gamma_o') (2 p R_o/\hbar)^{2(\gamma_o' - 1)} \exp(\pi y) \left| \frac{\Gamma(\gamma_o' + i y)}{\Gamma(2\gamma_o' + 1)} \right|^2 \qquad (I.24)$$

$$\gamma_o' = \sqrt{1 - (\alpha Z)^2} \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$$

$$y = + \frac{\alpha ZW}{cp} \quad \text{lorsqu'il y a émission d'électrons}$$

$$\text{et } y = - \frac{\alpha ZW}{cp} \quad \text{lorsqu'il y a émission de positons}$$

Des valeurs précises de $F(\pm Z, W)$ (fonction de Fermi) ont été calculées en tenant compte de la distribution des charges dans le noyau [18], [19], [20].

Représentation de Kurie

La représentation graphique des spectres, obtenue à partir de la relation (I.22) n'étant pas pratique, il est préférable de représenter $[N(W)/pW\,F(Z,W)]^{1/2}$ en fonction de l'énergie, la courbe est alors une droite qui coupe l'axe des abscisses à l'énergie maximale W_o.

Correction de l'effet d'écran

L'équation (I.24) a été établie en supposant que le champ électrique est de la forme $Z e^2/r$. Pour représenter le spectre correctement (dans le cas des noyaux lourds), il est nécessaire de tenir compte de l'effet d'écran dû aux électrons atomiques [21], [22], [23], [24].

$F(\pm Z, W)$ est alors remplacé par :

$$F(\pm Z, W \mp V_o)\left[\frac{(W \mp V_o)^2 - 1}{W^2 - 1}\right]^{1/2}\left(\frac{W \mp V_o}{W}\right) \qquad (I.25)$$

V_o différence de potentiel due au cortège électronique, de la forme $V_o = 1{,}13\,\alpha^2 Z^{4/3}$.

Interférence de Fierz

Certains auteurs [25] qui supposaient que tous les modes d'intéraction étaient possibles, ont montré que l'équation (I.22) devait être modifiée pour tenir compte de l'interférence entre les intéractions de type S, V et T, A. Ce terme de couplage ayant la forme suivante :

$$\frac{b}{W} = \frac{\mathrm{Re}\,(C_S^* C_V)\left|\int \mathbf{1}\right|^2 + \mathrm{Re}\,(C_T^* C_A)\left|\int\right|^2}{\left\{|C_S|^2 + |C_V|^2\right\}\left|\int \mathbf{1}\right|^2 + \left\{|C_T|^2 + |C_A|^2\right\}\left|\int \sigma\right|^2}\cdot\frac{1}{W} \qquad (I.26)$$

L'équation (I.22) devient alors :

$$P(W)\,dW = \frac{g^2}{2\pi^3}\,\xi\left(1 + \frac{b}{W}\right) F(\pm Z, W)\; p\,W\,(W_o - W)^2\,dW \qquad (I.27)$$

avec

$$\xi = \left\{|C_S|^2 + |C_V|^2\right\}\cdot\left|\int \mathbf{1}\right|^2 + \left\{|C_T|^2 + |C_A|^2\right\}\cdot\left|\int \sigma\right|^2 \qquad (I.28)$$

Toutes les constantes de couplage sont reelles en raison de l'invariance par renversement du temps.

Comme nous avons supposé qu'il existait seulement deux modes d'intéraction entre le neutrino et l'électron (V et A), il n'y a donc pas d'interférences, et le terme b est nul.

Les limites inférieures des valeurs expérimentales de b sont :

$b = 0{,}00 \pm 0{,}10$ dans le cas d'une transition de Fermi [26]

$b = -0{,}01 \pm 0{,}02$ dans le cas d'une transition de Gamow-Teller [27], [28].

I.4 - TRANSITION INTERDITE

Une transition permise est une transition d'ordre zéro (premier terme du développement en série de la fonction d'onde). En raison des règles de sélection il est nécessaire de poursuivre le développement en série. Nous avons alors une transition dite interdite dont l'ordre est donné par le nombre de termes du développement.

Remplaçons $\mathbf{p} + \mathbf{q}$ dans l'équation (I.18) par $\mathbf{P}$. L'exponentielle peut être développée en utilisant la fonction de Bessel j_l et la fonction harmonique sphérique Y_l^m [29]

$$\exp -[i\,\mathbf{P}\,r] = 4\pi \sum_{l=o}^{\infty}\sum_{m=-l}^{l}(-i)^l\, j_l(P, r_n)\, Y_l^m(\Theta, \Phi).\, Y_l^{m*}(\theta_n, \varphi_n) \qquad (I.29)$$

Les directions du vecteur $\mathbf{P}$ sont données par Θ et Φ et celles du vecteur de position du nucléon par θ_n et φ_n. Par ailleurs on a toujours :

$$P\,.\,r_n \ll 1$$

ou $P = |\mathbf{P}|$

r_n distance entre l'électron et le nucléon.

Pour simplifier, la fonction de Bessel peut être mise sous la forme approximative

$$J_l (P, r_n) \simeq \frac{r_n^l}{(2l+1)!!} p^l \tag{I.30}$$

Alors, l'élément matriciel d'intéraction (singulet) devient :

$$H_{if} = 4\pi g (\tilde{\psi}_e O_\nu \psi_\nu) \sum_{l=o}^{\infty} \sum_{m=-l}^{l} \frac{(-i)^l}{(2l+1)!!} p^l Y_l^m (\Theta, \Phi) < r^l Y_l^m > \tag{I.31}$$

L'élément de matrice nucléaire est :

$$< r^l Y_l^{m*} > = \sum_{n=1}^{A} \int \psi_f^* r_m^l Y_l^{m*} (\theta_n \varphi_n) \psi_i \, d\tau \tag{I.32}$$

En général une transition β interdite du $1^{ième}$ ordre est définie par deux expressions du type suivant :

$$\sum_{n=1}^{A} \int Y_l \; r^l \left\{ \begin{matrix} \mathbf{1} \\ \sigma \end{matrix} \right\} d\tau \tag{I.33}$$

$$\sum_{n=1}^{A} \int Y_{l-1} \; r^{l-1} \left\{ \begin{matrix} \gamma_5 \\ \sigma \end{matrix} \right\} d\tau \tag{I.34}$$

L'équation (I.33) est une généralisation des transitions de Fermi et de Gamow-Teller, et l'équation (I.34) tient compte de l'effet relativiste négligé dans la transition permise.

Pour $l > 1$, les règles de sélection sont les suivantes :

$$\Delta I = \pm l \qquad \Delta \pi = (-1)^l$$

$$\text{ou } \Delta I = \pm (l+1) \quad \text{et} \quad \Delta \pi = (-1)^l$$

Pour la règle de sélection $\Delta I = 2^-, 3^+, 4^-, \ldots$ la transition est dite unique.

Pour les transitions interdites, la forme des spectres est en général différente de celle des transitions permises. Dans la relation (I.22), ψ est remplacé par le facteur de forme $S_n (W, Z)$ pour une transition interdite de $n^{ième}$ ordre ; et la répartition des électrons en fonction de l'énergie s'écrit :

$$P(W)\, dW = \frac{g^2}{2\pi^3} S_n (W, Z) F (\pm W, Z) p W (W_o - W)^2 \, dW \tag{I.35}$$

Le facteur de forme $S_n (W, Z)$ est la fonction d'onde radiale de l'électron dans le champ coulombien [18]. C'est une fonction compliquée, mais dans certains cas particuliers, quelques approximations permettent de la mettre sous une forme simple.

Par exemple dans le cas des transitions interdites du premier ordre une approximation consiste à poser :

$$\frac{\alpha' Z}{R} \gg W_o - 1$$

$$\left(\frac{\alpha' Z}{2R} = \xi \right)$$

R : rayon du noyau.

C'est-à-dire que l'énergie coulombienne à la distance R est supposée plus grande que l'énergie totale de la désintégration β. Dans la plupart des cas cette approximation est valable ; la forme du spectre est alors identique à celle des transitions permises.

Dans le cas des transitions uniques, une approximation consiste à poser :

$$(\alpha Z)^2 \ll (J + 1/2)^2$$

J : moment cinétique total.

S_n doit être proportionnel à a_n (Tableau 2) qui est une combinaison entre les quantités de mouvement de l'électron et du neutrino.

TABLEAU II

I	a
2^-	$p^2 + q^2$
3^+	$p^4 + q^4 + \frac{10}{3} p^2 q^2$
4^-	$p^6 + q^6 + 7 p^2 q^2 (p^2 + q^2)$

En ce qui concerne la forme du spectre, la probabilité d'émission est plus importante vers l'énergie maximum que dans le cas des transitions permises.

II - LES DÉTECTEURS A JONCTION

II.1 - GENERALITES

Lorsqu'une particule chargée traverse un milieu solide, elle perd une partie de son énergie en créant des paires : électron-trou ; de la même manière qu'elle perd son énergie en créant des paires : ion-électron lorsqu'elle traverse un milieu gazeux. Mais en général dans un solide la probabilité de capture et de recombinaison des trous et des électrons est importante et ces phénomènes empêchent la collection des charges créées.

A la suite d'études sur la collection des charges dans un cristal de diamant, Mac Kay [30], en 1949 trouva que le germanium très pur, sous forme de diode à pointe et en appliquant une tension inverse était utilisable pour détecter les particules α. Il poursuivit ses travaux en préparant des jonctions n.p et n.p.n au germanium et n.p au silicium [31] [32].

A l'Université de Purdue, Lack-Horovitz [33] fit des recherches également en utilisant des jonctions au silicium et au germanium [34], [35]. En 1956, Mayer réalisa un détecteur à barrière de surface [34], [36].

D'autres types de jonctions, diodes compensées au lithium furent conçues par Pell [37], [38], [39]. Ce type a l'avantage d'augmenter la résistivité du silicium ou du germanium, par migration de lithium. Cette technique fut développée par Elliot et Mayer [40], [41].

Depuis 1960, le nombre de publications sur les détecteurs à jonction est considérable. Les techniques de fabrication ce sont nettement améliorées depuis cette époque. Il est possible maintenant de réaliser des jonctions à barrière de surface ayant une épaisseur de 3,5 mm et un diamètre de 6 mm [42]. La plus grande épaisseur obtenue par la technique de diffusion de lithium est de 10 mm, pour une surface de 6 cm^2 [43]. Tavendale [44] et Ewan [45] ont utilisé ce type de jonction en spectrométrie γ.

Avant d'étudier les possibilités de ces détecteurs à jonction, il est intéressant d'effectuer une comparaison avec les détecteurs classiques, compteur proportionnel et scintillateurs par exemple.

L'énergie pour créer une paire électron-trou ($\sim$ 3 eV) dans un détecteur à jonction est beaucoup plus faible que celle nécessaire pour créer une paire d'ions ($\sim$ 30 eV) dans un compteur proportionnel ou un photon lumineux ($\sim$ 100 eV) dans un scintillateur. Cette caractéristique permet d'obtenir un pouvoir de résolution comparable à celui des spectromètre β magnétiques de qualité moyenne.

La densité des détecteurs à jonction est supérieure à celle des détecteurs gazeux. Leur efficacité est donc plus élevée.

Par contre dans l'état actuel de la technique, les faibles dimensions des détecteurs à jonction ne permettent pas d'obtenir un rendement géométrique comparable à celui des compteurs proportionnels ou à scintillations. Notons cependant que ce rendement est nettement plus important que celui des spectromètres magnétiques.

Enfin, un champ magnétique n'a aucune influence sur ce type de détecteurs.

II.2 - LES DIFFERENTS TYPES DE JONCTIONS

Il existe actuellement de nombreux types de jonctions qui peuvent être classés en trois grandes catégories.

- Les jonctions diffusées
- Les jonctions à barrière de surface
- Les jonctions au lithium diffusé.

II.2.1 - Les jonctions diffusées

A partir d'un matériau de base, généralement de type p, une impureté de type opposé est diffusée. Le type p est utilisé de préférence, car il est possible avec ce silicium d'obtenir d'une part une très grande résistivité (c'est le but généralement recherché) et d'autre part, le phosphore (type n) comme impureté, diffuse mieux dans le silicium (p) que le bore (p) dans le silicium (n).

La variation de certains paramètres dans la fabrication peut influencer la qualité des jonctions :

- Attaque chimique du matériau de base
- Température de la jonction pour réduire le bruit et l'instabilité
- La fixation des contacts électriques qui peut introduire une nouvelle impureté dans la base, ce qui augmente le courant inverse [46], [47], [48], [49], [50].

Les impuretés peuvent être diffusées jusqu'à une épaisseur au maximum de quelques microns et au minimum de l'ordre de 0,3 à 0,5 μ. Ces types de jonction sont essentiellement utilisés pour mesurer dE/dx (identification des particules) [51], [52].

II.2.2 - Les jonctions à barrière de surface

Dans ce type de jonction, le matériau de base est du germanium ou du silicium de type n. Après attaque chimique par un acide de l'une des faces, celle-ci est oxydée. L'oxyde de silicium ou de germanium formé, constitue la caractéristique de type p. La jonction est alors du type p.n. Pour assurer un contact électrique une mince couche d'or est évaporée sur l'oxyde. Un soin particulier doit être apporté à la méthode d'oxydation car les traces d'humidité ont une très grande influence sur le bruit [42].

Les détecteurs à barrière de surface présentent un grand intérêt en spectrométrie car leur pouvoir de résolution est bon à la température ambiante [53].

II.2.3 - Les jonctions au lithium diffusé

Pour cette dernière catégorie de jonction, les impuretés présentes dans le silicium ou le germanium (p) sont compensées en diffusant du lithium, ce qui augmente sensiblement la résistivité de la jonction. La diffusion se fait sous une température de l'ordre de 150°C et sous l'action d'une tension inverse. Comme la constante de diffusion du lithium est grande, il est possible d'obtenir des épaisseurs diffusées de quelques millimètres. Tavendale en 1963 [44] a obtenu une épaisseur de 10 mm avec du germanium.

L'épaisseur de la fenêtre rend ce type de détecteur difficilement utilisable pour la spectrométrie des émetteurs de faible énergie [54] ; par contre son épaisseur utile permet son emploi en spectrométrie γ pour les énergies inférieures à 1 MeV.

II.3 - COLLECTION DES CHARGES

II.3.1 - Energie nécessaire à la création d'une paire électron-trou

Lorsqu'une particule ionisante pénètre dans un détecteur à jonction, elle perd principalement son énergie en créant des paires électron-trou. Elle perd aussi une partie de son énergie par intéraction avec le réseau cristallin en produisant des phonons. L'énergie moyenne w pour créer une paire électron-trou, est une grandeur importante qui ne dépend pas du type de rayonnement. Signalons cependant que pour les fragments de fission peu énergétiques, les phénomènes de recombinaison sont très importants et par suite, les valeurs expérimentales de w sont plus élevées que celles obtenues avec d'autres particules.

Pour une énergie E, l'écart type est donné par :

$$\Delta E = (E.\ w)^{1/2} \qquad (II.1)$$

Dans un détecteur gazeux, par exemple, on a w = 30 eV ce qui donne ΔE = 4,6 keV pour la raie de conversion interne de 624 keV du ^{137}Cs + ^{137m}Ba. Par contre avec un détecteur à jonction au silicium w = 3,5 eV et ΔE = 1,4 keV.

C'est Shockley [55] en 1961 qui le premier a déterminé la valeur théorique de w pour le silicium : 3,6 eV, cette valeur est en bon accord avec les résultats expérimentaux comme le montre le tableau 3.

TABLEAU III

Jonction	Energie moyenne pour créer une paire électron-trou E en eV	Type de particule	Référence
Si	3,60 ± 0,3	α	Mc Kay [32]
	4,2 ± 0,6	e^-	Patskevich [56]
	3,60 ± 0,15	p	Mc Kenzie [57]
	3,50 ± 0,05	α	Halbert [58]
Ge	3,0 ± 0,4	α	Mc Kay [59]
	2,94 ± 0,75	α	Mc Kay [32]
	2,83 ± 0,03	α	Halbert [58]

II.3.2 - Diffusion des paires : électron-trou

Les paires électron-trou forment sur le parcours de la particule ionisante, un plasma qui diminue la valeur du champ électrique, ce qui ralentit, pendant quelques nanosecondes la diffusion de chaque électron et de chaque trou. Il se produit alors des recombinaisons.

Lorsque la densité des électrons et des trous a diminué, le champ électrique se rétablit et accélère la séparation des charges. Pour le rayonnement β la densité du plasma étant faible, le phénomène de recombinaison est peu important.

La vitesse de diffusion v des porteurs ayant une mobilité μ dans un champ électrique ε, est égale à

$$v = \mu \varepsilon \qquad (II.2)$$

A une température d'environ 20°C, la mobilité des électrons dans le silicium est de 1 500 $cm^2.sec^{-1}.volt^{-1}$ et celle des trous de 500 $cm^2.sec^{-1}.volt^{-1}$ [60].

Quand le champ électrique augmente la vitesse augmente linéairement jusqu'à environ 10^6 cm sec^{-1}. La vitesse limite étant $10^7 cm.sec^{-1}$.

Le temps de transit des charges entre deux électrodes est :

$$\tau_{t\tau} = \frac{d}{\mu \varepsilon} \qquad (II.3)$$

d étant la distance entre électrodes.

Le temps de montée des impulsions à la sortie du détecteur est limité par cette relation. Dearnaley et Lewis [54] ont obtenu un accord satisfaisant entre les valeurs calculées et mesurées de ce temps de montée pour une jonction au lithium diffusé dans le silicium.

II.3.3 - Capture et recombinaison

Les défauts du réseau cristallin, constituant la jonction, perturbent la collection des charges au sein du détecteur par des recombinaisons et des captures.

Soient E l'énergie en keV dissipée dans la jonction par une particule, w l'énergie moyenne en eV pour créer une paire électron-trou et q_e la charge de l'électron. La charge totale Q_t produite dans le détecteur à jonction est :

$$Q_L = \frac{q_e \cdot E}{w} \cdot 10^3 \qquad (II.4)$$

Si Q_c représente la charge collectée

$$Q_c = \eta \cdot Q_L$$

η : efficacité de collection des charges.

La collection incomplète des charges augmente le pouvoir de résolution.

Si V est la tension de polarisation

$$\eta = \frac{\Delta V}{V} \qquad (II.5)$$

I.3.3.1 - Capture

Lorsque les électrons et les trous, sous l'action du champ électrique, traversent la région de charge d'espace, ils peuvent être capturés.

En supposant que les pertes de charges soient dues uniquement aux captures, et que la jonction soit polarisée positivement, la répartition des charges, sur le parcours d'une particule ionisante, s'écrit [61] :

$$Q_{ce} = \frac{q_e}{V(o)} \int_o^R N(y) \int_o^y \exp\left[- \int_x^y \frac{dx}{\mu_e \tau_e \varepsilon} \right] \varepsilon \, dx \, dy \qquad (II.6)$$

$$Q_{ct} = \frac{q_e}{V(o)} \int_o^R N(y) \int_y^d \exp\left[- \int_y^x \frac{dx}{\mu_t \tau_t \varepsilon} \right] \varepsilon \, dx \, dy \qquad (II.6')$$

avec

V(x) : fonction d'espace du potentiel

N(y) : distribution des paires électron-trou

τ_e, τ_t : durée de vie des électrons et des trous

μ_e, μ_t : mobilité des électrons et des trous

R : parcours des particules dans le détecteur

d : épaisseur de la zone désertée.

La figure 1 représente les variations de V(x) et de N(y) dans un plan perpendiculaire à la surface de la jonction.

La charge totale collectée est :

$$Q_c = Q_{ce} + Q_{ct} \qquad (II.7)$$

Par exemple, pour une jonction à barrière de surface, la variation du champ électrique est donnée par :

$$\varepsilon(x) = \frac{\varepsilon_m}{d} (d - x) \qquad (II.8)$$

ε_m : valeur maximale du champ électrique.

En supposant que μ et τ soient constants, pour un matériau homogène, l'exponentielle de l'équation (II.6) devient :

$$\exp\left(- \frac{\varepsilon_m}{\mu \cdot \tau \cdot d} \int_x^y \frac{dx}{d - x} \right) \qquad (II.9)$$

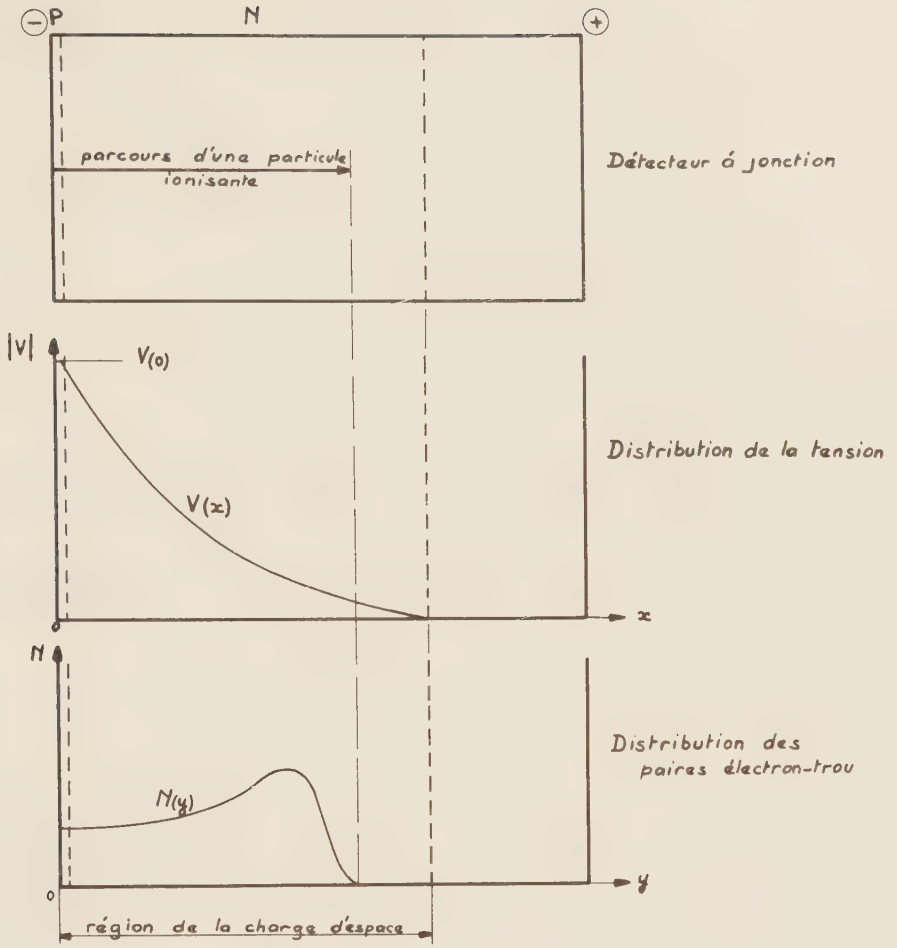


Fig. 1 : Distribution de la tension et des paires électron-trou.

Et en utilisant les relations (II.6), (II,6'), (II.8) et (II.9), on peut écrire :

$$Q_{c_e} = \frac{\varepsilon_m \cdot q_e}{d \cdot V(o)\ (2 + \alpha_e)} \int_o^R N(y)\ (d - y)^{-\alpha_e} \left[(d - y)^{2+\alpha_e} - d^{2+\alpha_e} \right] dy \qquad (II.10)$$

et :

$$Q_{c_t} = \frac{\varepsilon_m \cdot q_e}{d \cdot V(o)\ (2 + \alpha_t)} \int_o^R N(y)\ (d - y)^2\ dy \qquad (II.10')$$

où

$$\alpha_e = \frac{\varepsilon_m}{\mu_e \cdot \tau_e \cdot d} \qquad \alpha_t = \frac{\varepsilon_m}{\mu_t \cdot \tau_t \cdot d}$$

N(y) est représenté par la courbe de Bragg, mais pour simplifier, nous posons N(y) = constante = N. Les équations (II.10) et (II.10') deviennent alors :

$$Q_{c_e} = \frac{\varepsilon_m \cdot q_e \cdot N}{d \cdot V(o)\ (2 + \alpha_e)} \left[\frac{(d - R)^3 - d^3}{3} + \frac{d^{2+\alpha_e} + (d - R)^{1-\alpha_e} - d^{1-\alpha_e}}{1 - \alpha_e} \right] \qquad (II.11)$$

et :

$$Q_{c_t} = \frac{\varepsilon_m \cdot q_e \cdot N}{d \cdot V(o)\ (2 + \alpha_t)} \cdot \frac{(d - R)^3 - d^3}{3} \qquad (II.11')$$

II.3.3.2 - Recombinaison

Comme nous l'avons déjà vu, une particule ionisante crée un plasma sur sa trajectoire. La durée de ce plasma est de l'ordre de la nanoseconde, et pendant ce temps, le nombre de recombinaisons est donné par la relation [61] :

$$-\frac{dn_e}{dt} = -\frac{n_x}{\tau_x} + n_e \cdot n_t \cdot \sigma \cdot v + \frac{n_e}{\tau} \qquad (II.12)$$

n_e, n_t : densité des électrons et des trous

n_x : densité des excitons (complexe électron-trou)

τ : période de la recombinaison

τ_x : période de l'exciton

σ : section efficace de recombinaison

v : vitesse des porteurs.

Dans le deuxième membre de la relation (II.12), le premier terme représente la recombinaison par excitons, le second, la recombinaison radiative, et le troisième, la recombinaison par les centres de recombinaison.

Les deux premiers modes de recombinaisons sont négligeables même dans le cas de fragments de fission qui ont une ionisation spécifique élevée. Par contre, le troisième mode a été évalué à 5 % pour les fragments de fission par Miller et Gilson.

Pour les électrons, la recombinaison est négligeable.

II.4 - INFLUENCE DES "BRUITS" SUR LE POUVOIR DE RESOLUTION

Les différents bruits augmentent le pouvoir de résolution des détecteurs, ils dépendent de la valeur de la capacité et de la résistance du détecteur et du préamplificateur associé.

Tous les phénomènes qui empêchent le déplacement des porteurs vers les électrodes sont des causes de bruit. Mais il y a également, d'autres causes, comme le bruit de grenaille ayant un caractère statistique et le bruit créé par le courant de fuite.

Le détecteur peut être considéré comme un circuit R.C (figure 2 a)

R_S, C_S : résistance et capacité dans la région de charge de l'espace

R_B, C_B : résistance et capacité de la base

R_L : résistance de charge

C_P : capacité parasite

Comme $R_S \gg R_B$ et que $C_S \gg C_B$, le schéma de la figure 2 a, peut être mis sous la forme de la figure 2 b.

Le temps de montée est alors donné par :

$$\tau_m = R_B \frac{C_S \cdot C_P}{C_S + C_P} \qquad (II.13)$$

Le temps de descente τ_d est déduit du schéma simplifié de la figure 2 c.

$$\tau_d = R \cdot C \qquad (II.14)$$

avec :

$$R = \frac{R_L \cdot R_S}{R_L + R_S}$$

et :

$$C = C_S + C_P \qquad (II.15)$$

Fig. 2a.

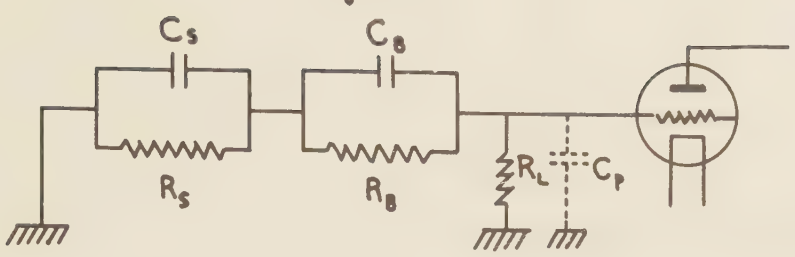


Fig. 2b.

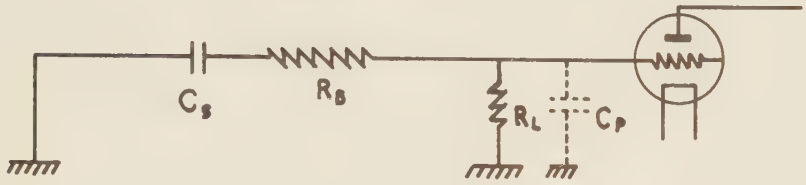


Fig. 2c.

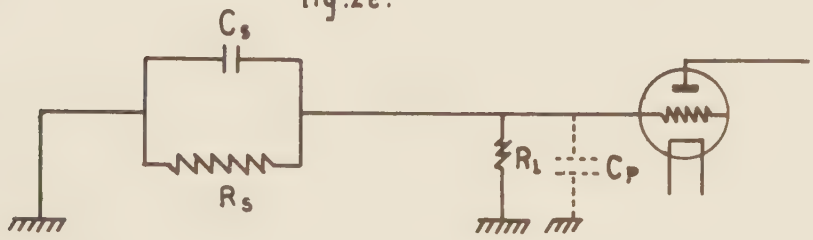


Fig. 2 : Circuit équivalent à l'entrée du préamplificateur de charge.

Les différents bruits imputables au détecteur sont essentiellement les suivants :

- bruit thermique
- bruit de granaille
- bruit dû à la durée de vie des transporteurs et à leur temps de transit
- bruit de scintillation.

II.4.1 - Bruit thermique

A l'équilibre thermique, correspondant à la température de fonctionnement de la jonction, la distribution des porteurs n'est pas uniforme, la valeur moyenne de la tension qui en résulte est nulle, mais la valeur efficace pour la variation de fréquence df est donnée par :

$$\overline{V}^2 \, . \, df = 4 \, k \, . \, T \, . \, R \, . \, df \qquad (II.16)$$

k : constante de Boltzmann

T : température absolue.

Considérons la valeur 4 k T R comme la tension efficace d'un générateur. Lorsque celui-ci débite sur un circuit équivalent RC à l'entrée du préamplificateur (figure 3), (les valeurs de R et C ont été définies par les relations II.15), la tension efficace s'écrit alors :

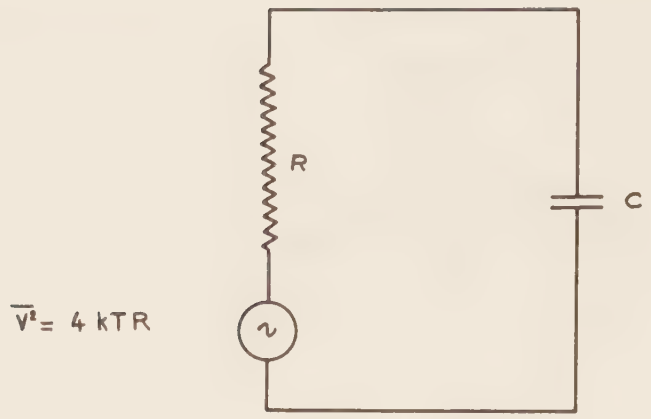


Fig. 3 : Circuit équivalent RC.

$$\overline{V}^2 . \ df = \frac{4 \ k \ . \ T \ . \ R}{1 + (R \ C \ \omega)^2} \ df \qquad (II.17)$$

$$\omega = 2 \ \pi \ f$$

En intégrant cette dernière relation

$$\overline{V}^2 = \int_o^\infty \frac{4 \ k \ . \ T \ . \ R}{1 + (R \ C \ \omega)^2} . \ df = \frac{k \ T}{C} \qquad (II.18)$$

Le nombre d'ions qui produit la tension $(\overline{V^2})^{1/2}$ est :

$$\Delta N = \frac{C}{e} \left(\frac{k \ T}{C}\right)^{1/2} \qquad (II.19)$$

L'énergie de la particule correspondante serait donc :

$$\Delta E = \frac{C}{e} \left(\frac{k \ T}{C}\right)^{1/2} w = \frac{w}{e} (k \ T \ C)^{1/2} \qquad (II.20)$$

II.4.2 - Bruit de grenaille

Lorsque la jonction est polarisée, il s'établit un champ électrique entre les électrodes, il en résulte un courant électrique provoqué par le déplacement des porteurs, ce phénomène provoque des fluctuations du courant.

Si toutes les charges sont collectées par les électrodes sans qu'il n'y ait de recombinaisons ou de captures, la fluctuation du courant ainsi provoquée est :

$$\overline{I^2} . \ df = 2 \ I \ e \ . \ df \qquad (II.21)$$

I : courant efficace

En remplaçant $\overline{I^2}$ par la tension efficace correspondante, on a

$$\overline{V^2} = \int_o^\infty \frac{2 \ I \ e \ R^2}{1 + (R \ C \ \omega)^2} . \ df \qquad (II.22)$$

et, en posant

$$I = \frac{N_c}{\tau} . \ e \quad \text{et} \quad \tau = R \ C$$

N_c : nombre de porteurs de charges

et si τ_c est le temps de transit sans capture, $\overline{V^2}$ devient

$$\overline{V^2} = \frac{N_c \cdot e^2}{2\ \tau_c\ C^2} \qquad (II.23)$$

Le nombre d'ions qui produit la tension $(\overline{V^2})^{1/2}$ est :

$$\Delta N = \left[\frac{N_c}{2}\right]^{1/2} \left[\frac{\tau}{\tau_c}\right]^{1/2} \qquad (II.24)$$

L'énergie de la particule correspondante serait donc :

$$\Delta E = w\left[\frac{N_c}{2}\right]^{1/2} \left[\frac{\tau}{\tau_c}\right]^{1/2} \qquad (II.25)$$

II.4.3 - Bruit ayant pour origine la durée de vie et le temps de transit des transporteurs

Si la durée de vie moyenne τ_1 des transporteurs est plus petite que le temps de transit τ_{tr}, ils ne traversent qu'une partie de la région de charge d'espace.

Le bruit dû à la génération et à la recombinaison des porteurs devient alors appréciable. La tension efficace est donnée par [62] :

$$\overline{V^2} = \int_o^\infty 2\ \frac{N_c \cdot e^2}{\tau_{tr}^2} \cdot \frac{\tau_1}{(1 + \omega^2 \tau_1^2)} \cdot \frac{R^2}{(1 + R^2\ C^2\ \omega^2)} \cdot df$$

$$\overline{V^2} = \frac{N_c^2 \cdot e^2 \cdot \tau_1 \quad R^2}{2\ \tau_{tr}^2\ (\tau_1 + \tau)} \qquad (II.26)$$

N_c : nombre de porteurs

τ : R.C

Le nombre d'ions qui produit la tension $(\overline{V^2})^{1/2}$ est

$$\Delta N = \frac{N_c \cdot \tau_1^{1/2} \cdot \tau}{\sqrt{2}\ .\ \tau_{tr}\ (\tau_1 + \tau)^{1/2}} \qquad (II.27)$$

L'énergie de la particule correspondante serait donc :

$$\Delta E = \frac{N_c \cdot \tau_1^{1/2}\ \tau \cdot \omega}{\sqrt{2}\ .\ \tau_{tr}\ (\tau_1 + \tau)^{1/2}} \qquad (II.28)$$

Le bruit de grenaille et le bruit dû à la génération et à la recombinaison des porteurs ne sont pas indépendants. Lorsqu'il y a beaucoup de captures, le bruit de grenaille diminue alors que l'autre forme de bruit augmente, de la même manière que dans un tube, la charge d'espace diminue le bruit de grenaille.

II.4.4 - Bruit de scintillation

Dès qu'une jonction est polarisée, il apparaît un bruit dû au courant qui varie inversement avec la fréquence. Ce bruit, surtout aux basses fréquences est nettement plus élevé que toutes les autres formes de bruit que nous venons de citer.

Le courant, créé par ce bruit, peut être représenté par :

$$\overline{I^2} = K\ .\ \frac{I^a}{f^b}\ .\ df$$

$$a \simeq 2$$

$$b \simeq 1$$

K est inversement proportionnel au volume v de la jonction.

L'origine de ce bruit n'est pas actuellement très bien connue et il est difficile de l'étudier quantitativement.

III - CARACTÉRISTIQUES DU SPECTROMÈTRE β A JONCTION

Nous avons examiné dans le chapitre précédent le principe et les caractéristiques fondamentales du détecteur à jonction, ainsi que les conditions d'utilisation. Dans le chapitre que nous abordons maintenant nous présentons le spectromètre β à jonction (photo n° 1) que nous avons réalisé, ainsi que ses caractéristiques essentielles.

III.1 - LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL

III.1.1 - Type de jonction utilisé

Notre choix s'est porté sur un détecteur au silicium de type n à barrière de surface, pour les raisons suivantes :

- Epaisseur de fenêtre inférieure aux autres types de jonction, ce qui permet d'obtenir un seuil en énergie inférieur à 20 keV.

- La variation de la région de charge d'espace avec la tension de polarisation permet d'adapter l'épaisseur utile à l'énergie du radionucléide étudié.

- Le pouvoir de résolution est bien meilleur à température ambiante que celui des autres types de détecteurs à jonction.

Le détecteur que nous avons utilisé a une surface de 20 mm^2, et une région de charge d'espace maximum de 1,5 mm obtenu avec une tension de polarisation de 800 volts. Sa résistivité est de 11 000 Ω cm environ.

III.1.2 - Géométrie du dispositif

Pour diminuer au maximum les effets de diffusion, de rétrodiffusion et d'absorption, le détecteur à jonction est placé dans une enceinte en aluminium orthocylindrique (ϕ = h = 250 mm) dans laquelle il est possible d'établir un vide de 10^{-3} mm, à l'aide d'une pompe primaire à double étage.

La distance entre la source et le détecteur est réglable à l'aide d'un dispositif micrométrique (entre 0 et 100 mm avec une précision de 2/100 mm). Il est possible d'intercaler un diaphragme ou un scintillateur plastique creux entre la source et le détecteur (voir schéma général, figure 4, photos 2 et 3).

Bien que le pouvoir de résolution soit déjà acceptable (~10 keV) à la température ambiante, il s'améliore comme nous le verrons plus loin, lorsque le détecteur est légèrement refroidi (~ - 20°C) ; c'est pourquoi tout l'ensemble est placé dans un réfrigérateur.

Dans ces conditions la température est stabilisée à ± 1° C.

III.1.3 - L'électronique associée

a) Le préamplificateur

Il délivre des impulsions dont l'amplitude est proportionnelle aux quantités de charges libérées dans le détecteur par le passage d'une particule ionisante.

L'étage d'entrée du préamplificateur [63] est du type cascode constitué par un tube électronique (E 810 F) et d'un transistor. Ce circuit convient particulièrement aux amplificateurs à faible bruit. De plus, en sélectionnant les tubes, ce dernier peut être abaissé de façon appréciable (gain de 1,5 keV par exemple).

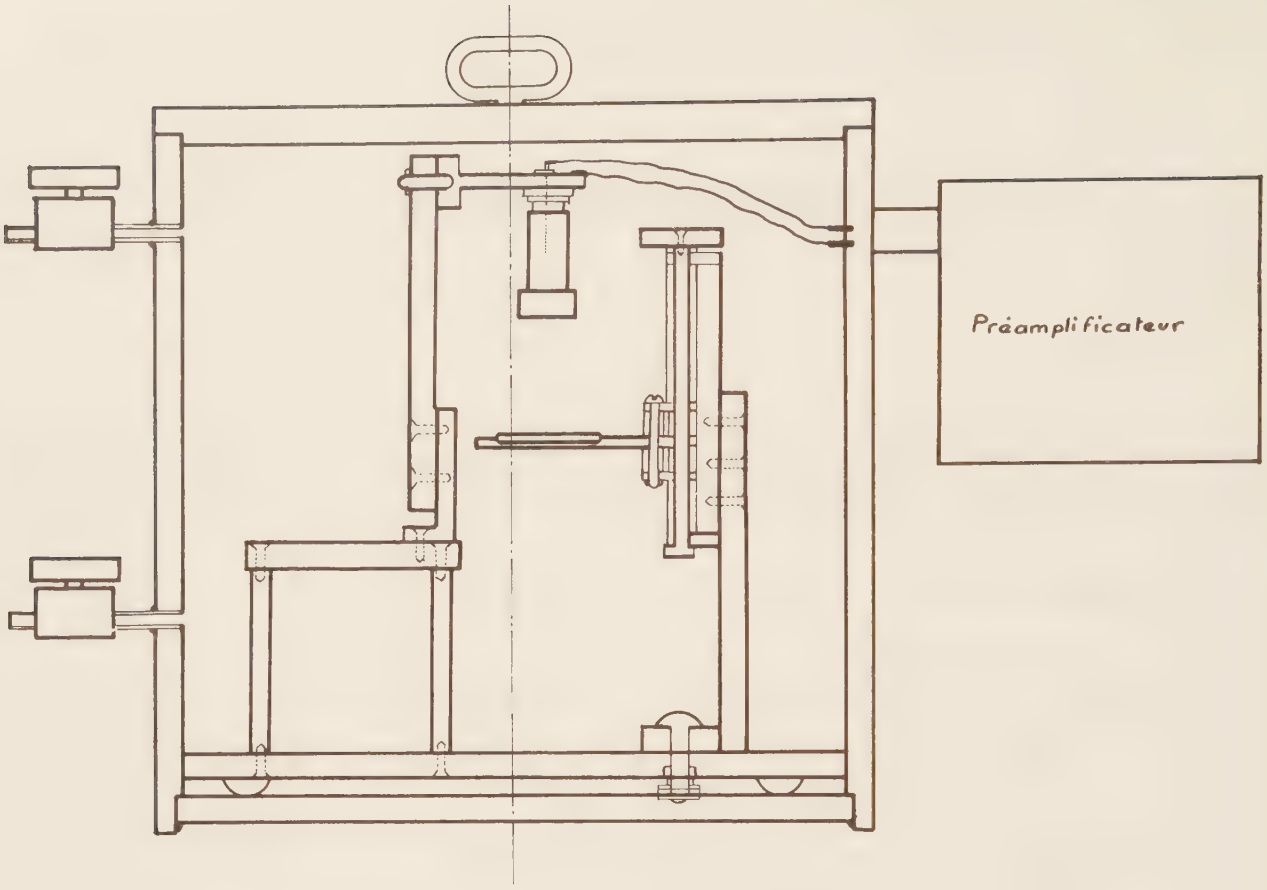


Fig. 4 : Schéma général du dispositif.

Grâce à une modification du circuit de contre réaction dont nous sommes redevables à Monsieur Libs(*), il a été possible d'améliorer la résolution de notre préamplificateur.

Ces améliorations sont données par le tableau ci-dessous :

Résolution équivalente en keV

	Préamplificateur seul	Préamplificateur + jonction
Avant modification	8	9
Après modification	4,3	6,3

Les autres caractéristiques de ce préamplificateur sont les suivantes :

- sensibilité : 450 mV par MeV
- temps de montée à la sortie : < 140 ns
- capacité du détecteur utilisable : 10 pF à 1 000 pF

(*) Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay (Section Autonome d'Electronique Générale).

b) Chaîne d'amplification et d'analyse des impulsions

A la sortie du préamplificateur, les impulsions sont envoyées sur un amplificateur linéaire (type AP 10) de gain élevé (20 000) et de faible bruit de fond (0,2 volt au gain maximum pour une tension de sortie de 100 volts et une différentiation minimale de 0,12 µs et une intégration de 10 µs).

La mise en forme des impulsions se fait par un circuit différentiateur et intégrateur dont chaque constante de temps peut être réglée de 0,12 µs à 10 µs.

Les impulsions sont ensuite analysées par un sélecteur multicanal (type SA 40 - 400 canaux).

Les informations sont sorties sous forme de bandes imprimées ou perforées.

III.2 - POUVOIR DE RESOLUTION DU SPECTROMETRE

III.2.1 - Influence de la température

La variation du pouvoir de résolution d'une jonction à barrière de surface (type n) en fonction de la température est due à trois phénomènes :

- variation du nombre de porteurs intrinsèques [64] (voir figure 5)

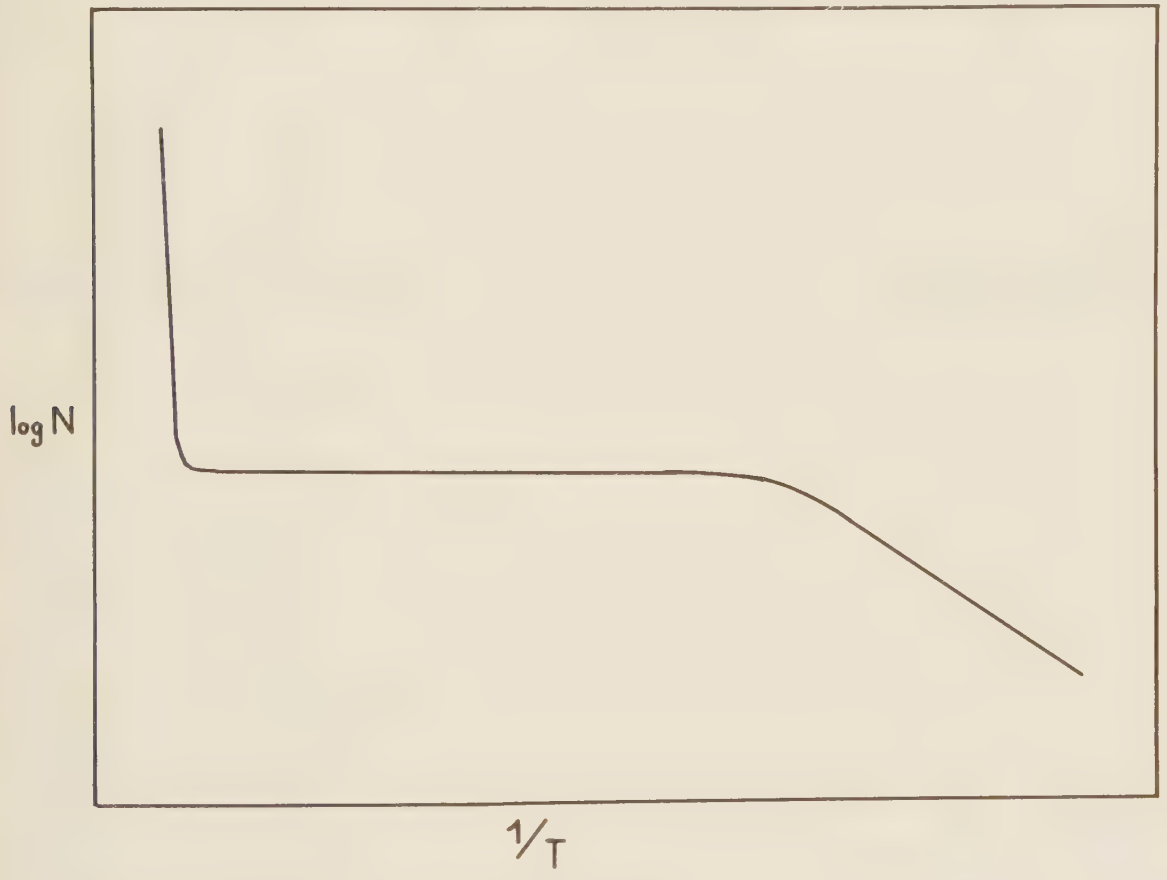


Fig. 5 : Evolution du nombre de porteurs intrinséques en fonction de la température absolue.

- changement de la valeur de w (énergie moyenne pour créer une paire électron-trou) qui croit très légèrement avec la température

- diminution de la valeur de la capacité [65].

Le premier phénomène est le plus important. Une diminution de la température entraîne une amélioration du pouvoir de résolution ; toutefois, lorsque la température est inférieure à 60°K [66] le nombre de captures devient trop important pour que le détecteur fonctionne normalement.

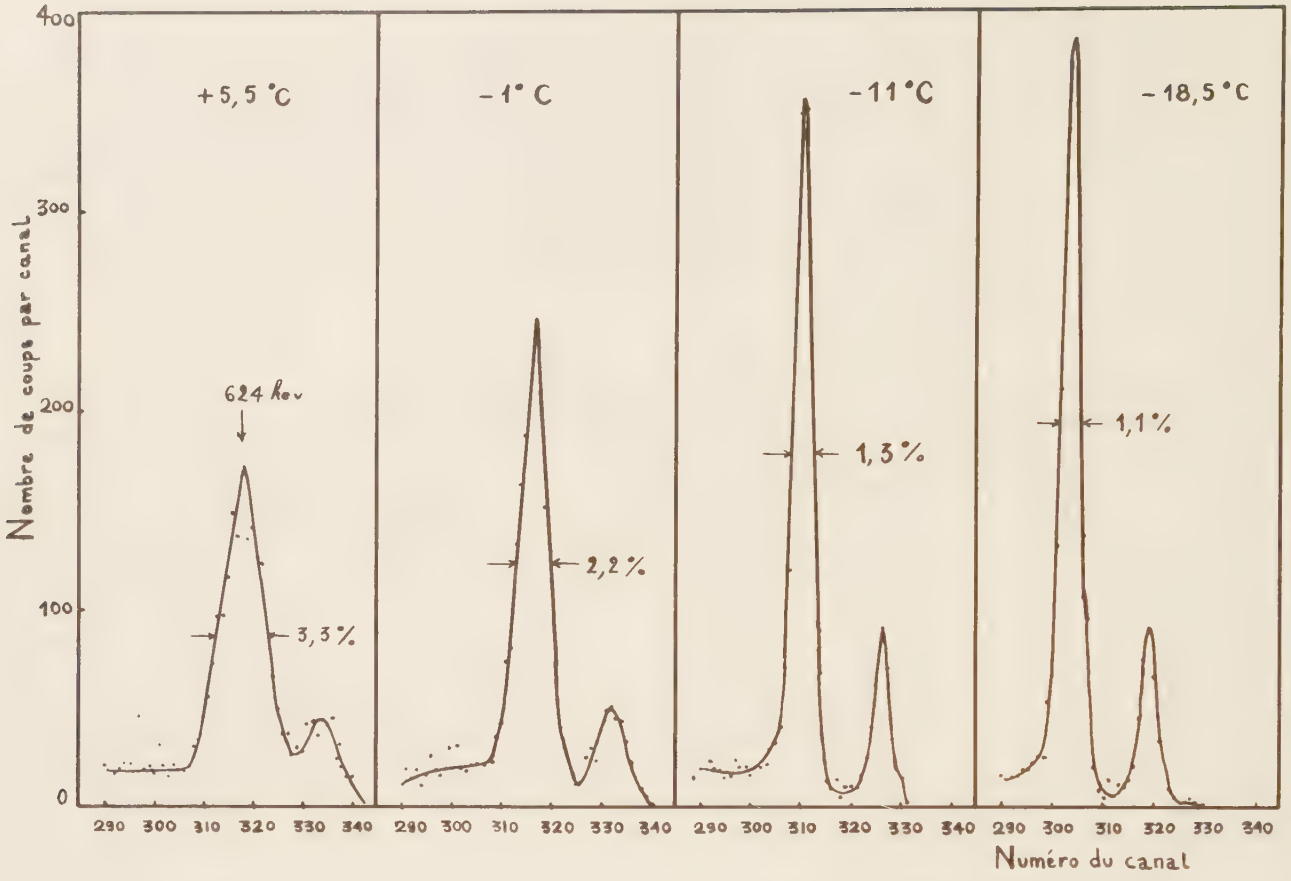


Fig. 6 : Pics de conversion interne du ^{137m}Ba montrant l'amélioration de la résolution en fonction de la température.

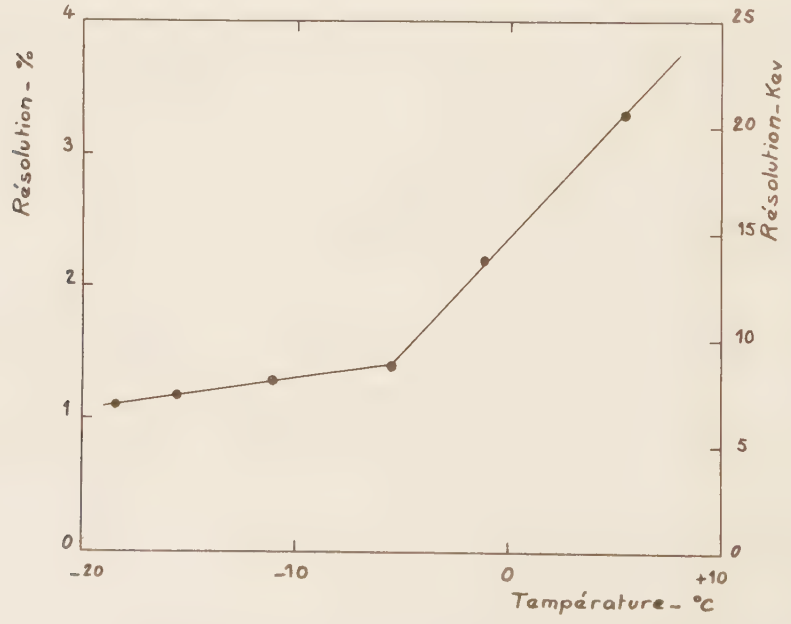


Fig. 7 : Variation de la résolution en fonction de la température (énergie des électrons 624 KeV).

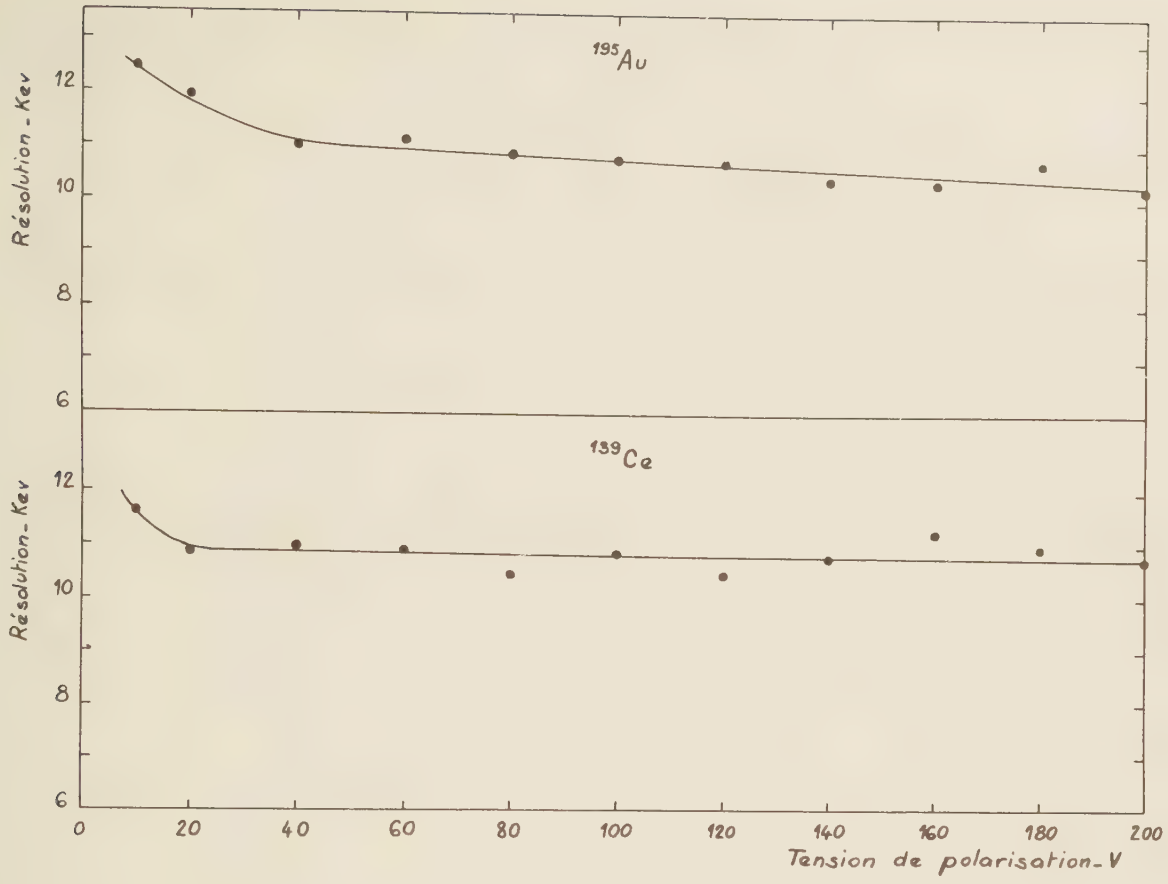


Fig. 8 : Effet de la tension de polarisation sur la résolution.

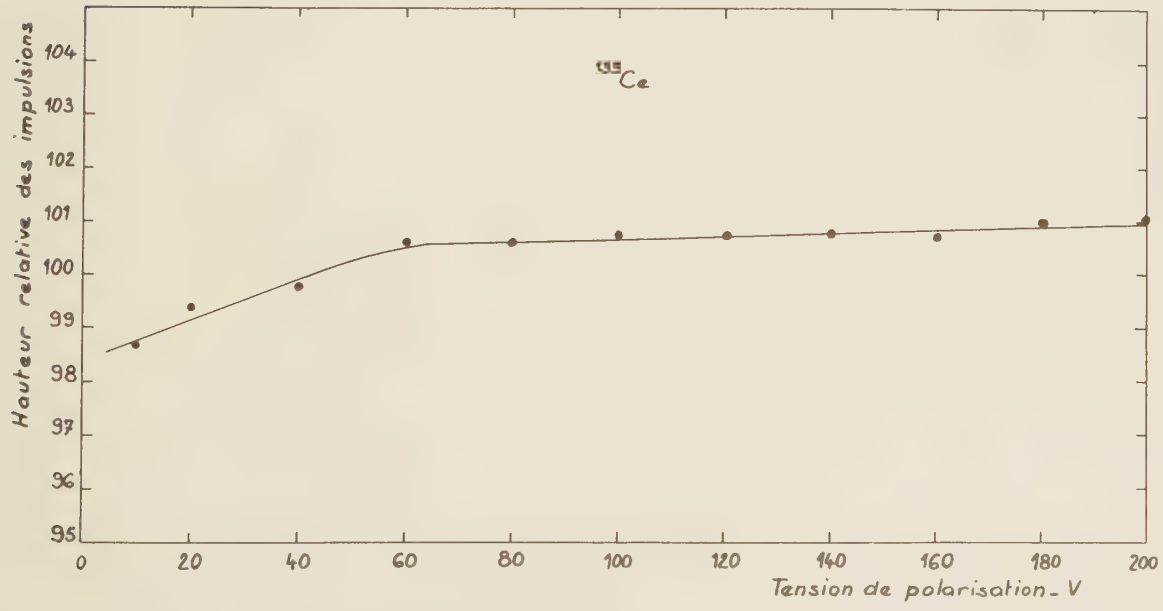


Fig. 9 : Effet de la tension de polarisation sur la hauteur des impulsions.

A l'aide du dispositif décrit dans le chapitre précédent, nous avons fait varier la température de 5,5°C à - 18,5°C. La figure 6 montre les spectres des électrons de conversion du ^{137m}Ba à différentes températures, on constate qu'à 5,5°C les raies K et L ne sont pas complètement résolues, alors qu'à 18,5°C elles sont bien séparées. La figure 7 montre les variations du pouvoir de résolution en fonction de la température ; si on la compare à la figure 5 on constate que les deux courbes ne sont pas contradictoires. La courbe (figure 7) montre en effet que pour des températures inférieures à 5°C les variations du pouvoir de résolution sont faibles.

III.2.2 - Influence de la tension de polarisation sur le pouvoir de résolution

Pour les basses tensions le nombre de captures et de recombinaisons n'est pas négligeable. Comme le montre les courbes de la figure 8 le pouvoir de résolution s'améliore lorsque la tension de polarisation augmente, ensuite il demeure pratiquement constant jusqu'à des tensions de polarisation élevées où il se détériore, en raison de l'augmentation du courant de fuite.

En outre, comme le montre la figure 9, on observe une variation de la hauteur des impulsions de 2 % pour des polarisations peu élevées.

III.2.3 - Influence du circuit de mise en forme des impulsions

En raison de la différence de fréquence entre le bruit (jonction et préamplificateur) et les impulsions dues à la détection d'une particule ionisante ; le rapport signal sur bruit varie avec les constantes de différentiation et d'intégration de l'amplificateur. La courbe de la figure 10 montre

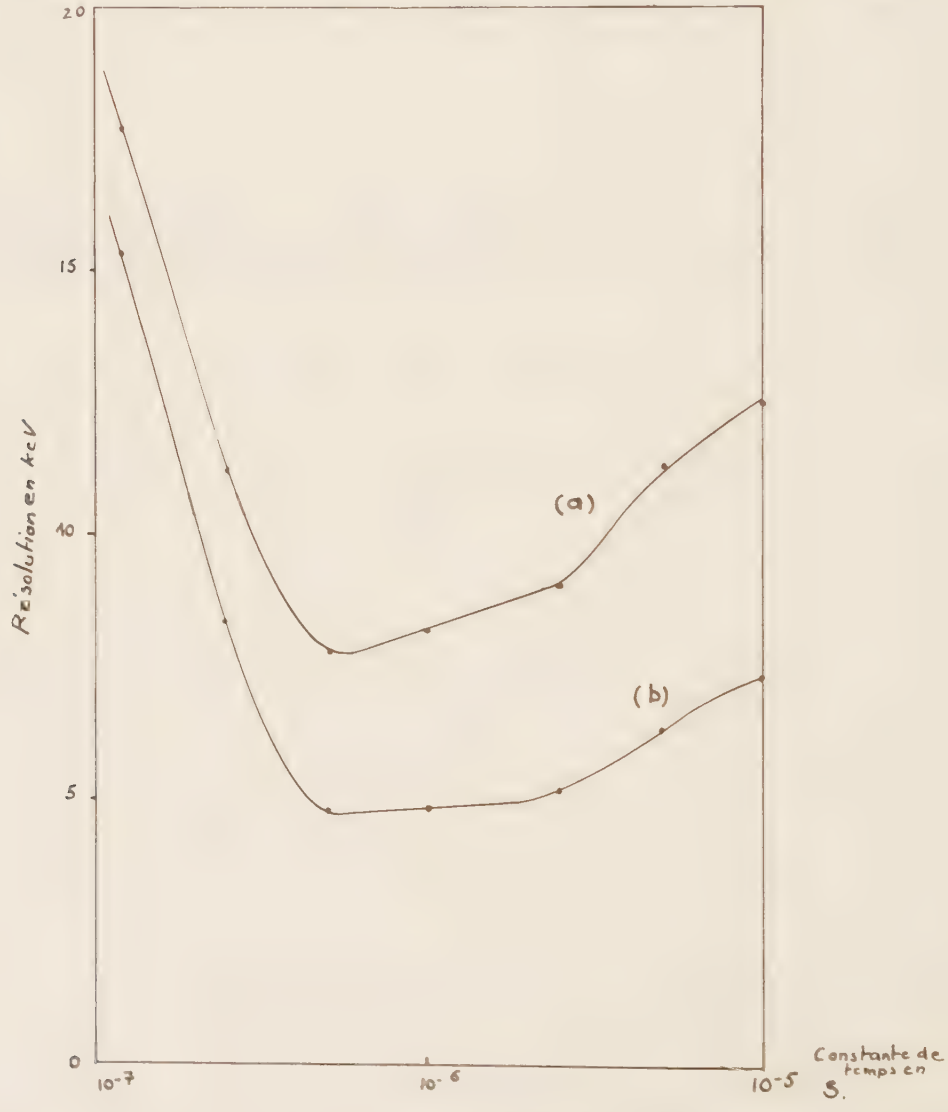


Fig. 10 : Influence du circuit de mise en forme. a) Préamplificateur + jonction. b) Préamplificateur seul.

que le meilleur rapport signal sur bruit est obtenu pour des constantes de temps comprises entre 0,5 et 2,5 µs.

III.3 - INFLUENCE DE LA TENSION DE POLARISATION SUR L'EFFICACITE DU DETECTEUR

Comme nous l'avons vu, l'épaisseur de la région de charge d'espace varie avec la tension de polarisation pour une jonction à barrière de surface, cette épaisseur peut être mise sous la forme suivante :

$$x_p = \left[\frac{K \cdot \mu_p \cdot \rho \cdot V}{2\pi}\right]^{\frac{1}{2}} \quad \text{pour une jonction de type p}$$

et :

$$x_n = \left[\frac{K \cdot \mu_n \cdot \rho \cdot V}{2\pi}\right]^{\frac{1}{2}} \quad \text{pour une jonction de type n}$$

μ_p et μ_n : mobilité respective des électrons et des trous

K : constante diélectrique

V : tension de polarisation

Pour être certain qu'un électron perde toute son énergie dans la région de charge d'espace, il faut que cette dernière ait une épaisseur égale ou supérieure au parcours des électrons dans le silicium. La perte d'énergie (- dE/dx) et le parcours des électrons dans le silicium ont été calculés par Weiss [67]. Des nomogrammes sont fournis par des fabricants de détecteurs (Ortec). La figure 11 montre les variations du parcours dans le silicium en fonction de l'énergie.

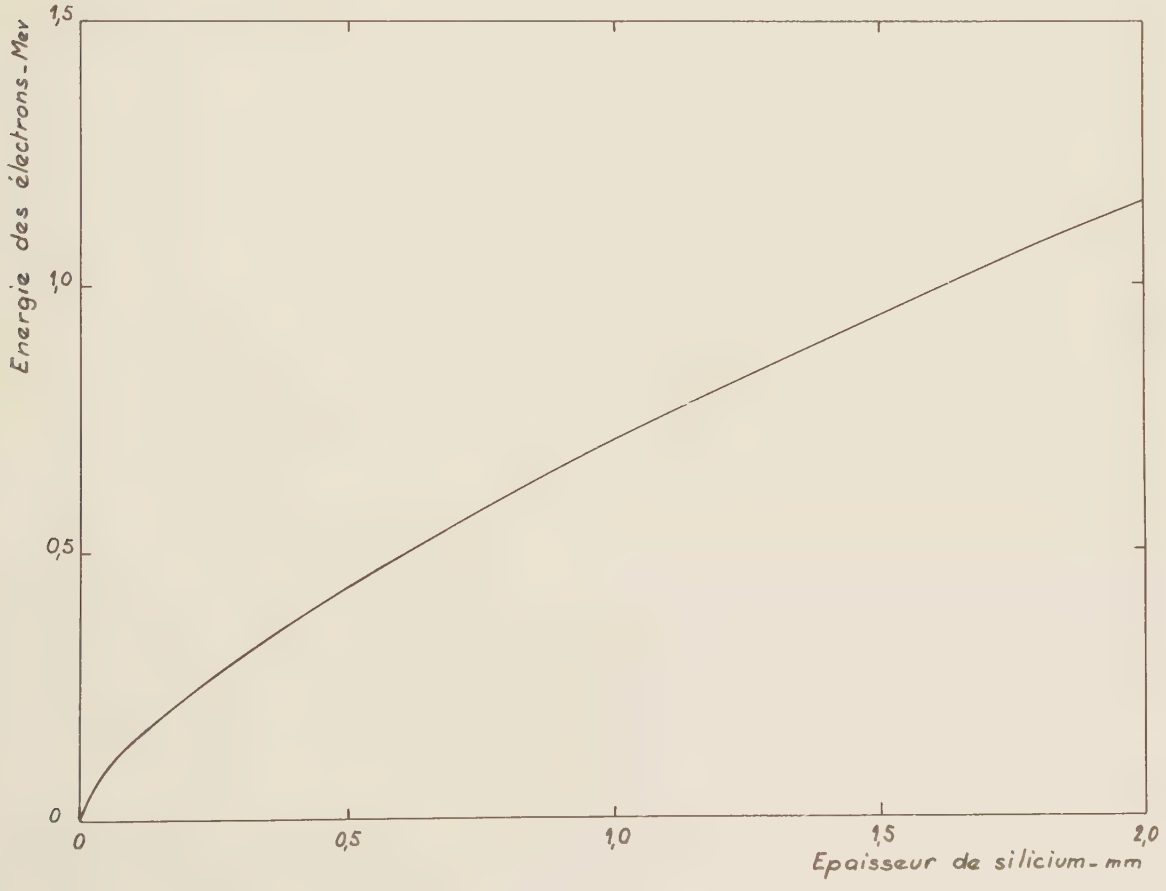


Fig. 11 : Parcours des électrons dans le silicium.

Afin de déterminer la tension de polarisation minimale nécessaire pour une particule d'énergie donnée, nous avons étudié la variation de la surface des pics dus aux électrons de conversion interne des différentes énergies.

Tant que l'épaisseur de la région de charge d'espace est inférieure au parcours la surface des pics croit avec la tension de polarisation ; elle reste ensuite constante lorsque cette épaisseur dépasse la valeur du parcours. C'est ce que montrent les courbes I, II et III de la figure 12 où la surface relative des pics est portée en fonction de la racine carrée de la tension de polarisation.

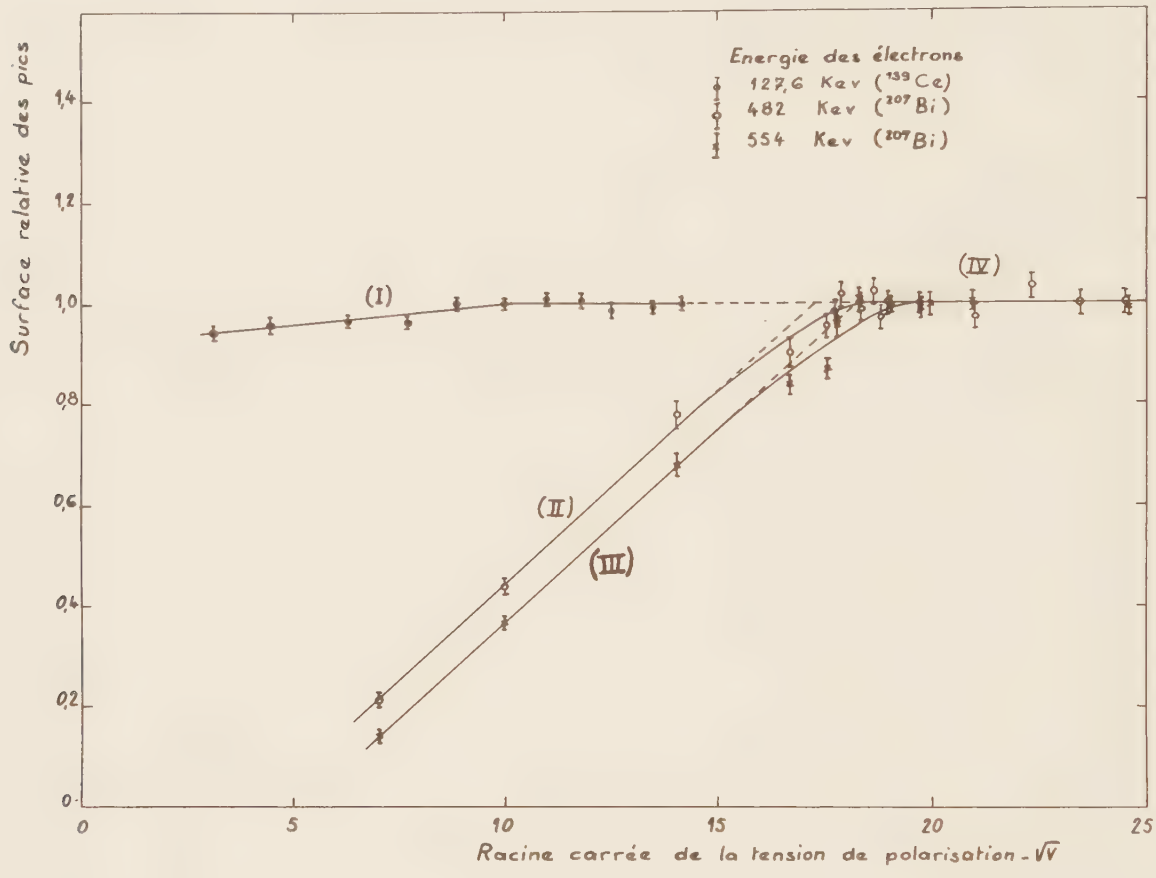


Fig. 12 : Variation de l'efficacité en fonction de la polarisation.

En extrapolant la partie linéaire des courbes II et III sur la courbe IV, nous trouvons une polarisation minimale de 240 volts pour des électrons de 482 keV et de 340 volts pour des électrons de 554 keV, correspondant aux électrons de conversion K et L de la transition de 569 keV du ^{207}Bi. Ce qui conduit à une résistivité du silicium de 11 000 Ωcm en bon accord avec la valeur théorique de la résistivité du silicium. Mais comme les courbes II et III de la figure 12 deviennent convexes, les points de tangence avec la courbe IV conduiraient à prendre 315 volts pour des électrons de 482 keV et 400 volts pour 554 keV ; la valeur de la résistivité serait alors de 7 500 Ωcm très différente de la valeur théorique. On peut se demander si ce désaccord n'est pas dû au contact entre les électrodes et le silicium.

Si nous examinons maintenant la courbe I qui se rapporte à la conversion interne de la transition de 166 keV du ^{139}Ce, elle diminue légèrement pour une polarisation inférieure à 80 volts ; cette valeur ne correspond pas au parcours des électrons de 127,6 keV, puisqu'une polarisation de 10 volts suffirait. Ce phénomène peut s'expliquer par une collection imparfaite des porteurs.

III.4 - DETERMINATION DU RAPPORT DES RAIES DE CONVERSION

Le rendement géométrique du spectromètre β à jonction est supérieure à celui des spectromètres magnétiques ce qui permet d'utiliser des sources beaucoup plus faibles (~ 0,5 μCi). La préparation des sources en est donc facilitée, en particulier dans le cas des isotopes pour lesquels il est difficile d'obtenir une activité spécifique élevée, comme par exemple le ^{207}Bi.

Pour étalonner en énergie le spectromètre que nous avons utilisé, et déterminer avec précision son pouvoir de résolution aux différentes énergies il est nécessaire de disposer de raies bien définies. Nous avons utilisé les raies de conversion d'un certain nombre de radionucléides : ^{113}Sn, ^{137}Cs, ^{139}Ce, ^{195}Au, ^{207}Bi. Les données ainsi obtenues sont nécessaires au calcul de la représentation de Kurie des spectres du ^{35}S et du ^{14}C, qui fait l'objet de la dernière partie de ce travail.

Ces mesures ont également été exploitées pour déterminer les rapports des raies de conversion des radionucléides précités.

^{113}Sn (figure 13)

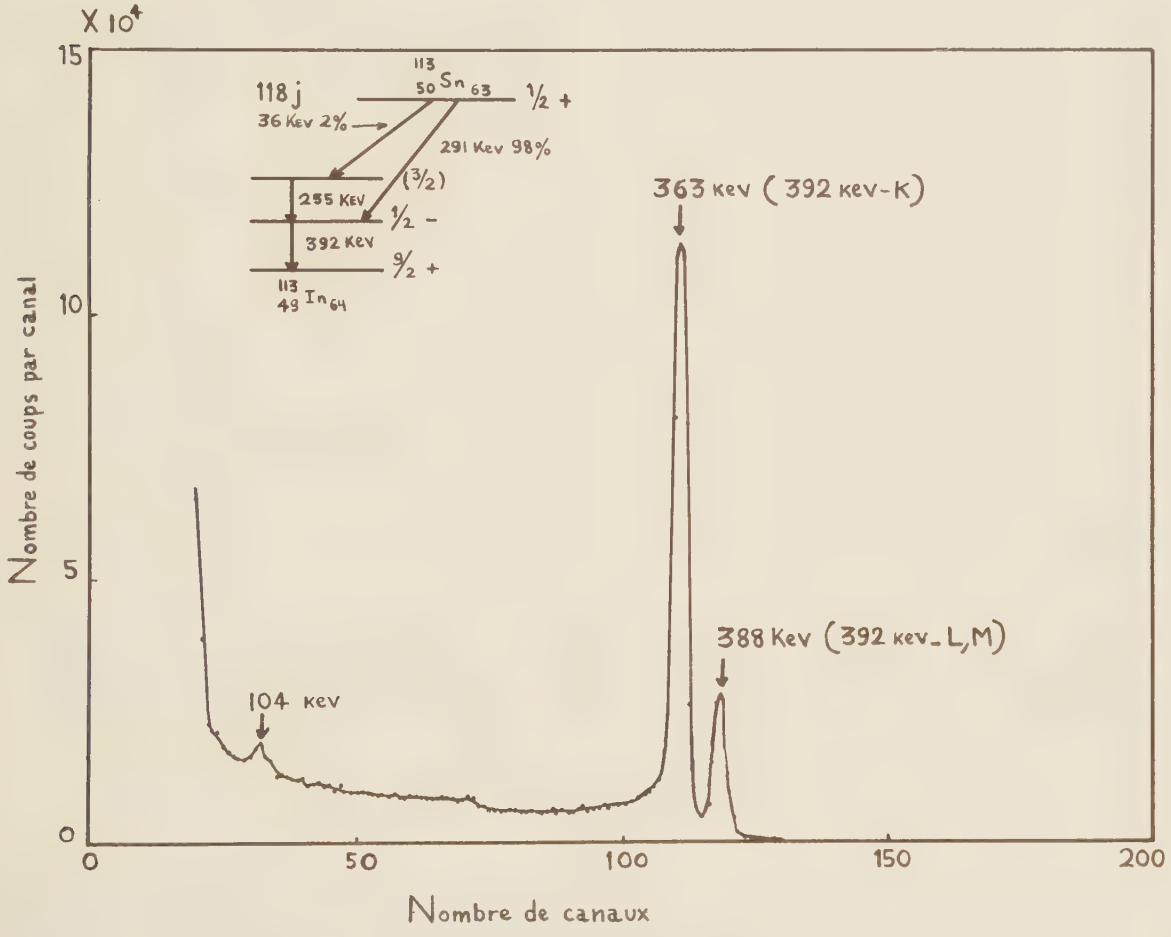


Fig. 13 : Spectre d'électrons de conversion du ^{113}In.

La transition de 393 keV de ^{113}In est fortement convertie, et l'étude du spectre nous donne un rapport $K/L + M = 4,0 \pm 0,2$.

Comme le montre la récapitulation ci-dessous, cette valeur est en bon accord avec celles publiées par différents auteurs :

Valeur théorique de K/L + M (M 4) : 4,3

Valeur expérimentale : Cork [68] : 4,0 ± 0,4

" " Noffat [69] : 4,2 ± 0,4

" " Schmid [70] : 4,3 ± 0,1

" " notre valeur : 4,0 ± 0,2

^{137}Cs (figure 14)

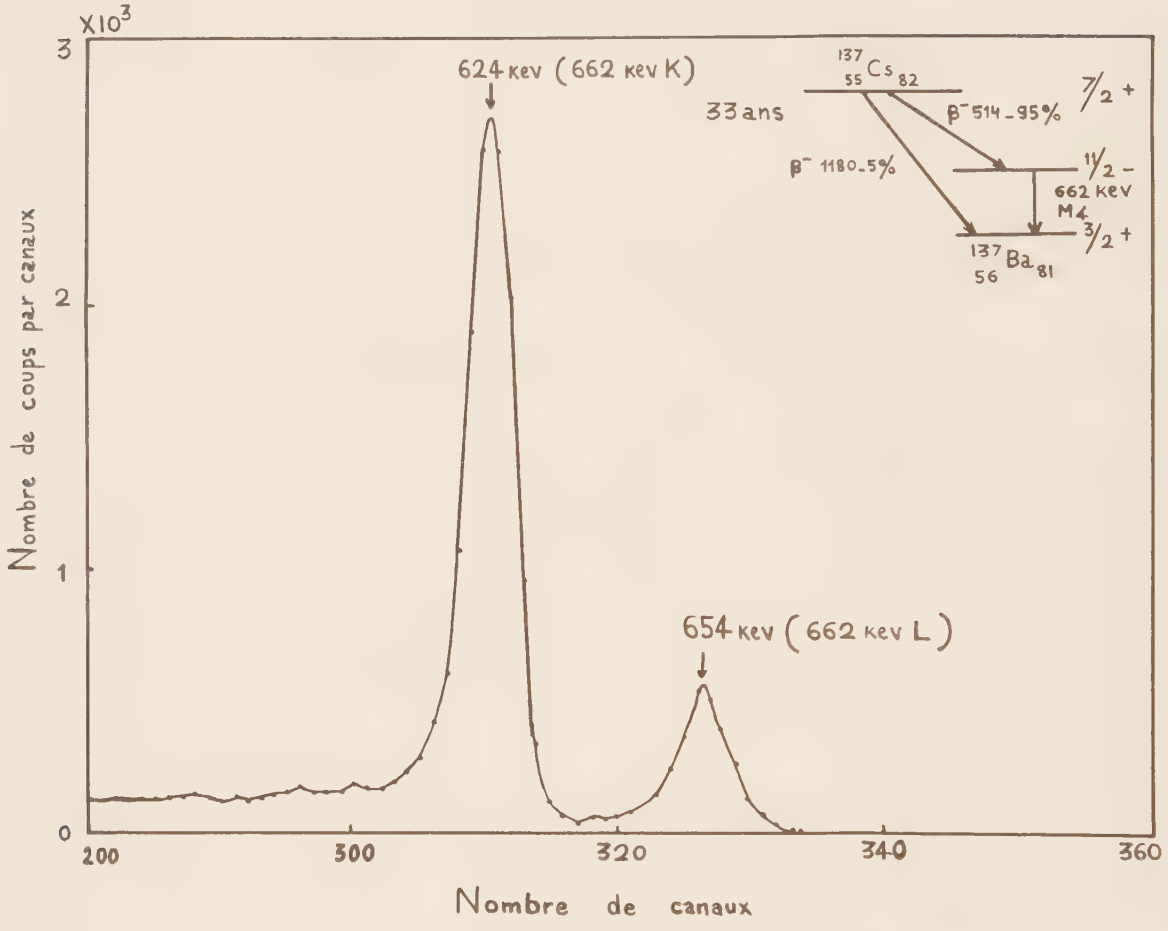


Fig. 14 : Spectre d'électrons de conversion du ^{137}Ba.

Il existe de nombreuses valeurs concernant la transition de 662 keV du ^{137m}Ba. La valeur du rapport K/L + M = 4,56 ± 0,10 que nous avons obtenue est en excellent accord avec celle publiée par Birkoff : 4,52 ± 0,07. Nous indiquons ci-dessous quelques unes des valeurs publiées par différents auteurs.

Valeur théorique de K/L + M (M 4) : 4,2

Valeur expérimentale : Birkoff [71] : 4,52 ± 0,07

" " Yoshizawa [72] : 4,84 ± 0,06

" " Antonowa [73] : 4,6 ± 0,3

" " notre valeur : 4,56 ± 0,10

^{139}Ce (figure 15)

Nous avons obtenu un rapport K/L + M égal à 5,3 ± 0,2 et comme le montre la récapitulation ci-après, cette valeur diffère assez sensiblement de celles trouvées dans la littérature.

- Valeur théorique de K/L + M (M 1) : 6,4
  (E 2) : 2,5
- Valeur expérimentale : Wilkinson [74] : 6,5
  " " Brosi [75] : 5,8
  " " notre valeur : 5,3 ± 0,2

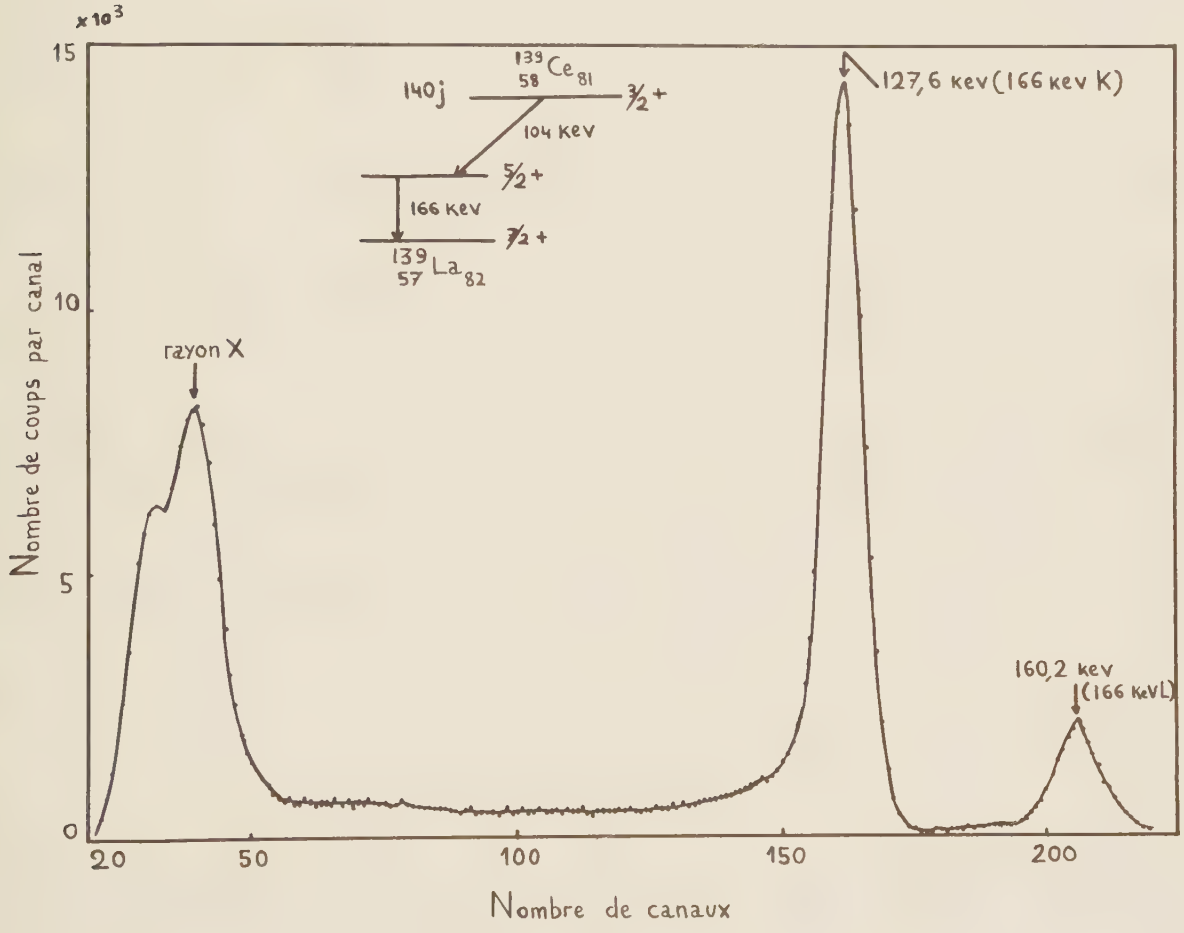


Fig. 15 : Spectre d'électrons de conversion du ^{139}La.

^{195}Au (figure 16)

Les raies de conversion des couches L et M sont partiellement résolues. Il est possible de déterminer le rapport L/M.

La raie K de la transition de 129 keV est mal définie, car elle se confond avec la raie des électrons Auger, imputables à la capture électronique.

Comme le montre la récapitulation ci-après les valeurs que nous avons obtenues pour le rapport L/M des transitions de 98,8 keV et 129 keV sont en bon accord avec celles des autres auteurs.

- Transition de 98,8 keV
  - Valeur expérimentale Mihelitch [76] : 3
    notre valeur : 3,1 ± 0,5

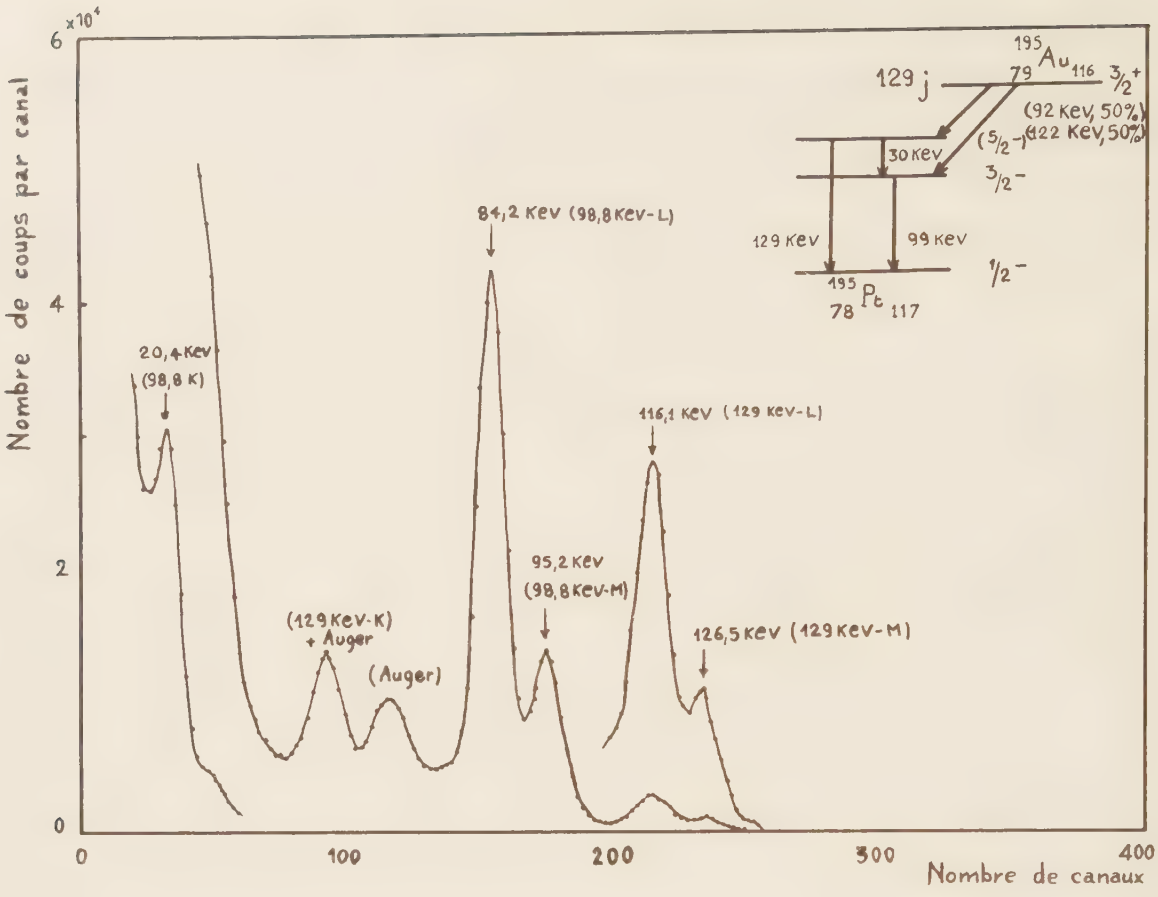


Fig. 16 : Spectre d'électrons de conversion du ^{195}Pt.

- Transition de 129 keV
  - Valeur expérimentale Wilkinson [77] : 3,1
    notre valeur : 3,3 ± 0,5

^{207}Bi (figures 17, 18)

Le pouvoir de résolution du spectromètre, nous a permis de séparer les électrons de conversion L et M pour les transitions de 569 keV, mais l'épaisseur utile de la jonction n'étant pas suffisante nous avons déterminer seulement le rapport K/L/M correspondant à la transition de 569 keV:

K/L/M = 14/3,3/1

Si on compare ces valeurs à celles déjà publiées on a :

Valeur expérimentale Wapstra [78] : 3,0
" " Alburger [79] : 3,4
" " Ricci [80] : 3,3
" " Sakai [81] : 2,85
" " notre valeur : 3,3 ± 0,2

On constate un accord satisfaisant entre notre valeur et celles des autres auteurs.

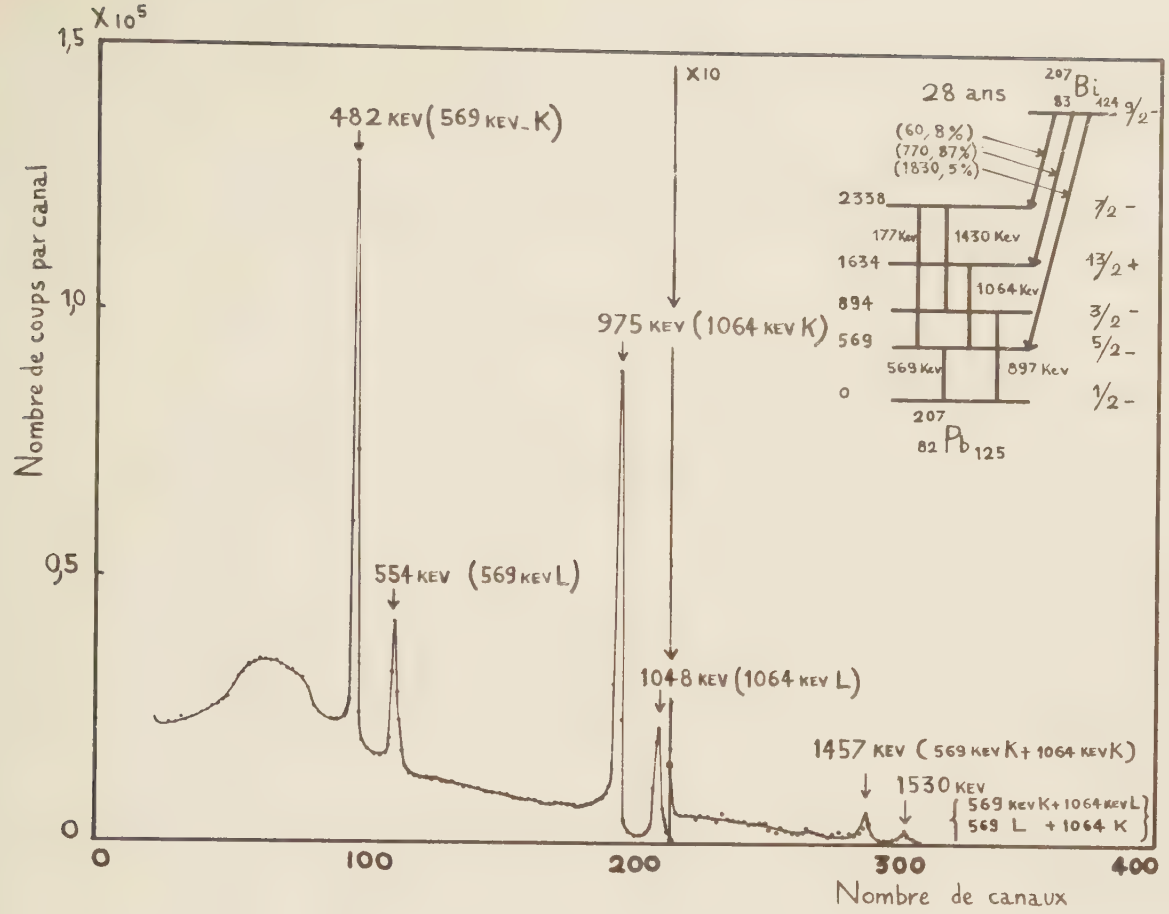


Fig. 17 : Spectre d'électrons de conversion du ^{207}Pb.

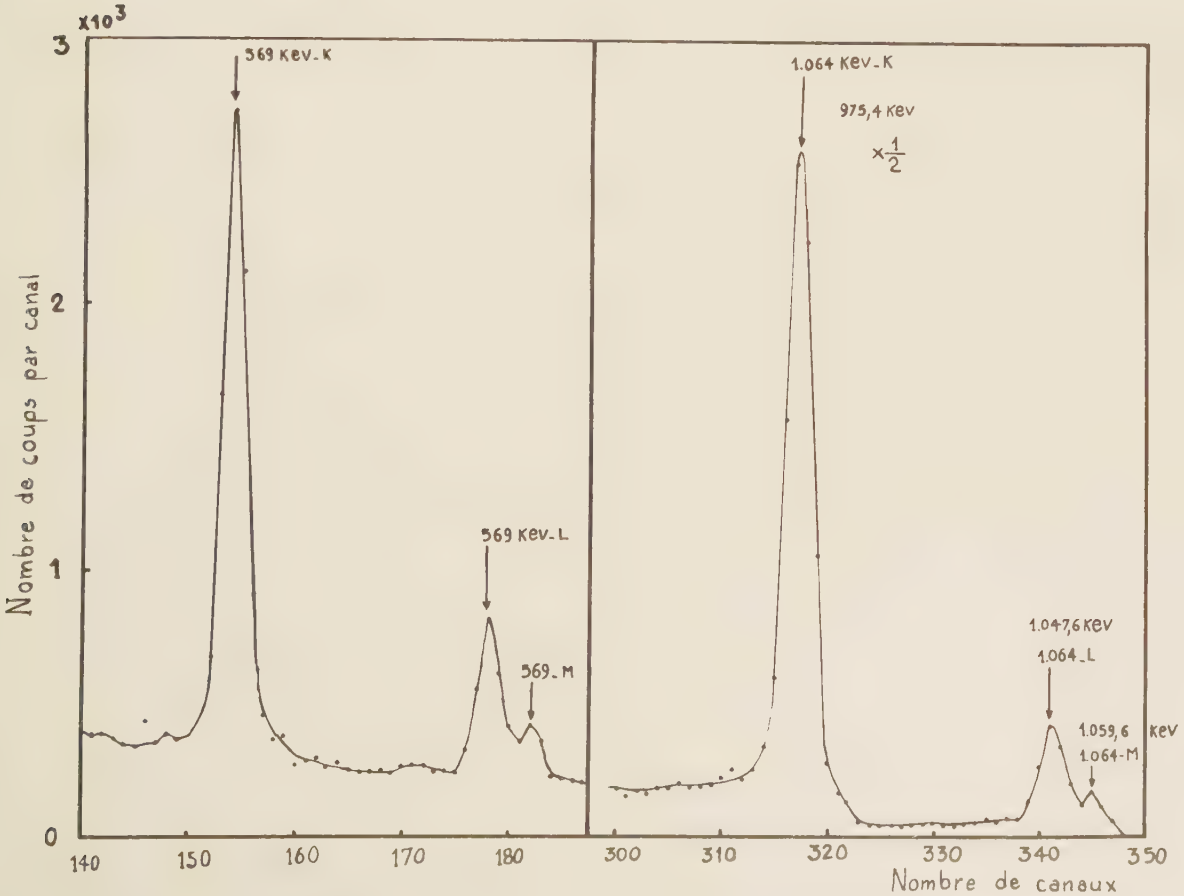


Fig. 18 : Spectre d'électrons de conversion du ^{207}Pb.

IV - DÉPOUILLEMENT DU SPECTRE β - REPRÉSENTATION DE KURIE

Le passage du spectre obtenu à la représentation de Kurie nécessite un certain nombre de calculs et de corrections (étalonnage en énergie, correction de résolution, interpolation des valeurs de la fonction de Fermi, ...). Ce travail a été effectué à l'aide d'un calculateur I.B.M. 7090. Les programmes sont donnés en appendice.

A partir des spectres de conversion interne obtenus à l'aide du spectromètre, on établit une courbe d'étalonnage reliant la hauteur des impulsions à l'énergie des électrons correspondants. L'épaisseur des sources étant suffisamment faible, chaque pic peut être assimilé à une courbe de Gauss. Il est alors possible par la méthode des moindres carrés de déterminer avec précision, d'une part l'abscisse du sommet et d'autre part la largeur à mi-hauteur de chacun des pics. Si l'on admet que l'amplitude des impulsions est proportionnelle à l'énergie, la courbe d'étalonnage est une droite. Cette droite est calculée, par la méthode des moindres carrés en introduisant les valeurs de l'énergie.

Le pouvoir de résolution des détecteurs à jonction étant indépendant de l'énergie, une valeur moyenne de l'écart type sera calculé à partir de tous les pics.

Le spectre β est alors introduit, et les corrections relatives au pouvoir de résolution sont effectuées.

Enfin on calcule les valeurs qui permettent de tracer le spectre suivant la représentation de Kurie, à l'aide d'un tableau de la Fonction de Fermi. Nous verrons qu'une interpolation de la Fonction de Fermi est nécessaire.

L'ensemble du programme est composé de cinq groupes dont l'organigramme général est donné figure 19.

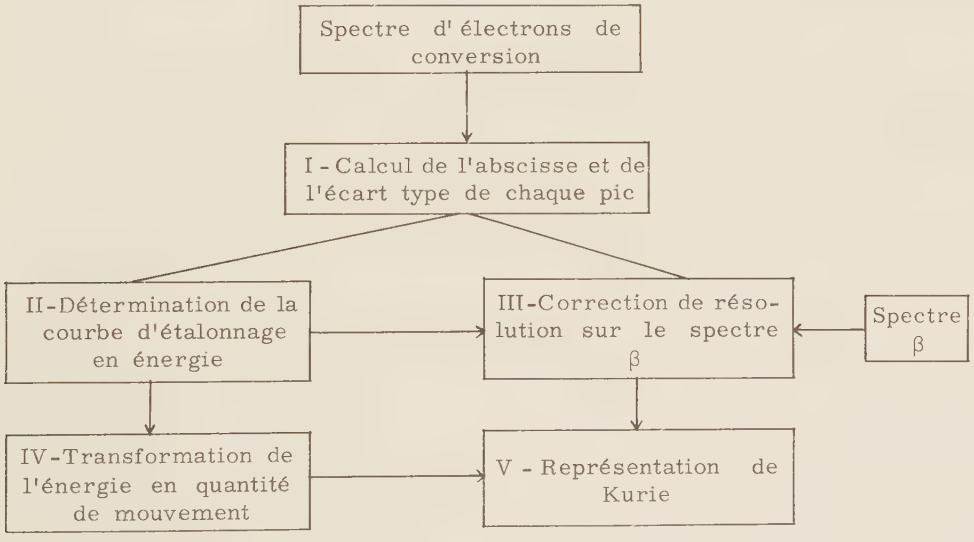


Fig. 19 : Organigramme général.

IV.1 - Calcul de l'abscisse et de l'écart type des pics de conversion interne (groupe I)

Comme nous l'avons vu, chaque pic est assimilable à une courbe de Gauss. L'abscisse et l'écart type sont calculés par une méthode des moindres carrés non linéaire. Pour cela on procède par itérations successives en introduisant primitivement dans le programme une approximation du premier ordre. Le calcul est arrêté lorsque l'erreur obtenue est inférieure ou égale à celle prévue initialement.

La fonction à minimiser est la suivante :

$$S = \sum_i W_i \{\eta_i - A \exp[- y^2 (x_i - x)^2]\} \qquad (IV.1)$$

η_i : contenu du $i^{ième}$ canal du spectre

A : constante de normalisation

y : $\frac{1}{\sqrt{2}\sigma}$, σ : écart type

x_i : numéro du canal

x : abscisse du sommet du pic

W_i : poids de η_i

Comme le traitement du calcul complet est pratiquement inacessible, nous procéderons par approximations en posant :

$$x = x_o + \Delta x$$

$$\text{et } y = y_o + \Delta y$$

Nous avons donc :

$$y^2 (x_i - x)^2 = y_o^2 (x_i - x_o)^2 + 2 y_o (x_i - x_o)^2 \Delta y - 2 y_o^2 (x_i - x_o) \Delta x + \text{des termes d'ordres plus élevés} \qquad (IV.2)$$

Si nous posons :

$$y_o (x_i - x_o) = a_i$$

la relation (IV.2) devient :

$$y^2 (x_i - x)^2 = a_i^2 + \frac{2 a_i^2}{y_o} \Delta y - 2 a_i y_o \Delta x + \ldots\ldots \qquad (IV.3)$$

En limitant l'exponentielle aux deux premiers termes de son développement en série, l'équation (IV.1) devient :

$$S = \sum_i W_i \left[\eta_i - A e^{-a_i^2} + \frac{2 A a_i^2}{y_o} e^{-a_i^2} \Delta y - 2 A a_i y_o e^{-a_i^2} \Delta x\right]^2$$

$$S = \sum_i W_i [\eta_i - A . L_i - A . B . M_i - A . C . N_i]^2 \qquad (IV.4)$$

avec :

$B = -\frac{2}{y_o} \Delta y$

$C = 2 y_o \Delta x$

$L = e^{-a_i^2}$

$M = a_i^2 e^{-a_i^2}$

$N = a_i e^{-a_i^2}$

En minimisant S on a :

$$\frac{\partial S}{\partial A} = -2 \sum_i W_i [\eta_i - A . L_i - A . B . M_i - A . C . N_i] [L_i + B . M_i + C . N_i] = 0 \quad (IV.5)$$

$$\frac{\partial S}{\partial B} = -2 \sum_i W_i [\eta_i - A . L_i - A . B . M_i - A . C . N_i] A . M_i = 0 \quad (IV.6)$$

$$\frac{\partial S}{\partial C} = -2 \sum_i W_i [\eta_i - A . L_i - A . B . M_i - A . C . N_i] A . N_i = 0 \quad (IV.7)$$

c'est-à-dire :

$$Q_1 + (B . R_1 + C . S_1) - A (Q_2 + 2 B . R_2 + 2 C . S_2) = 0$$

$$R_1 - A (R_2 + B . T_1 + C . U_1) = 0$$

$$S_1 - A (S_2 + B . U_1 + C . T_2) = 0$$

où :

$$Q_1 = \sum_i W_i \eta_i L_i \qquad Q_2 = \sum_i W_i L_i^2$$

$$R_1 = \sum_i W_i \eta_i M_i \qquad R_2 = \sum_i W_i L_i M_i$$

$$S_1 = \sum_i W_i \eta_i N_i \qquad S_2 = \sum_i W_i L_i N_i$$

$$T_1 = \sum_i W_i M_i^2 \qquad T_2 = \sum_i W_i N_i^2$$

$$U_1 = \sum_i W_i M_i N_i$$

En ne conservant que les termes de la valeur élevée, les résultats du calcul sont les suivants :

$$A = \frac{S_1}{S_2 + B . U_1 + C . T_2} \quad (IV.8)$$

$$B = \frac{(R_1 S_2 - R_2 S_1)(2R_1 S_2 - Q_1 U_1 + R_2 S_1) - (Q_1 R_2 - Q_2 R_1)(S_1 U_1 - R_1 T_2)}{(S_1 T_1 - R_1 U_1)(2R_1 S_2 - Q_1 U_1 + R_2 S_1) - (R_1 R_2 - Q_1 T_1)(S_1 U_1 - R_1 T_2)} \quad (IV.9)$$

$$C = \frac{(S_1 T_1 - R_1 U_1)(Q_1 R_2 - Q_2 R_1) - (R_1 R_2 - Q_1 T_1)(R_1 S_2 - R_2 S_1)}{(S_1 T_1 - R_1 U_1)(2R_1 S_2 - Q_1 U_1 + R_2 S_1) - (R_1 R_2 - Q_1 T_1)(S_1 U_1 - R_1 T_2)} \quad (IV.10)$$

A partir des valeurs A, B et C l'abscisse et l'écart type sont directement déterminés.

La figure 20 montre l'organigramme de ce calcul.

Les données à introduire sont les suivantes :

- Nombre de pics d'électron de conversion : K
- Position approximative de chaque pic : X_o
- Largeur approximative à mi hauteur de chacun des pics : HW
- Erreur admise sur l'abscisse de chacun des pics : ER
- Erreur admise sur y : ERY
- Limites du spectre ; M, N
- Valeurs numériques du spectre : Q (I).

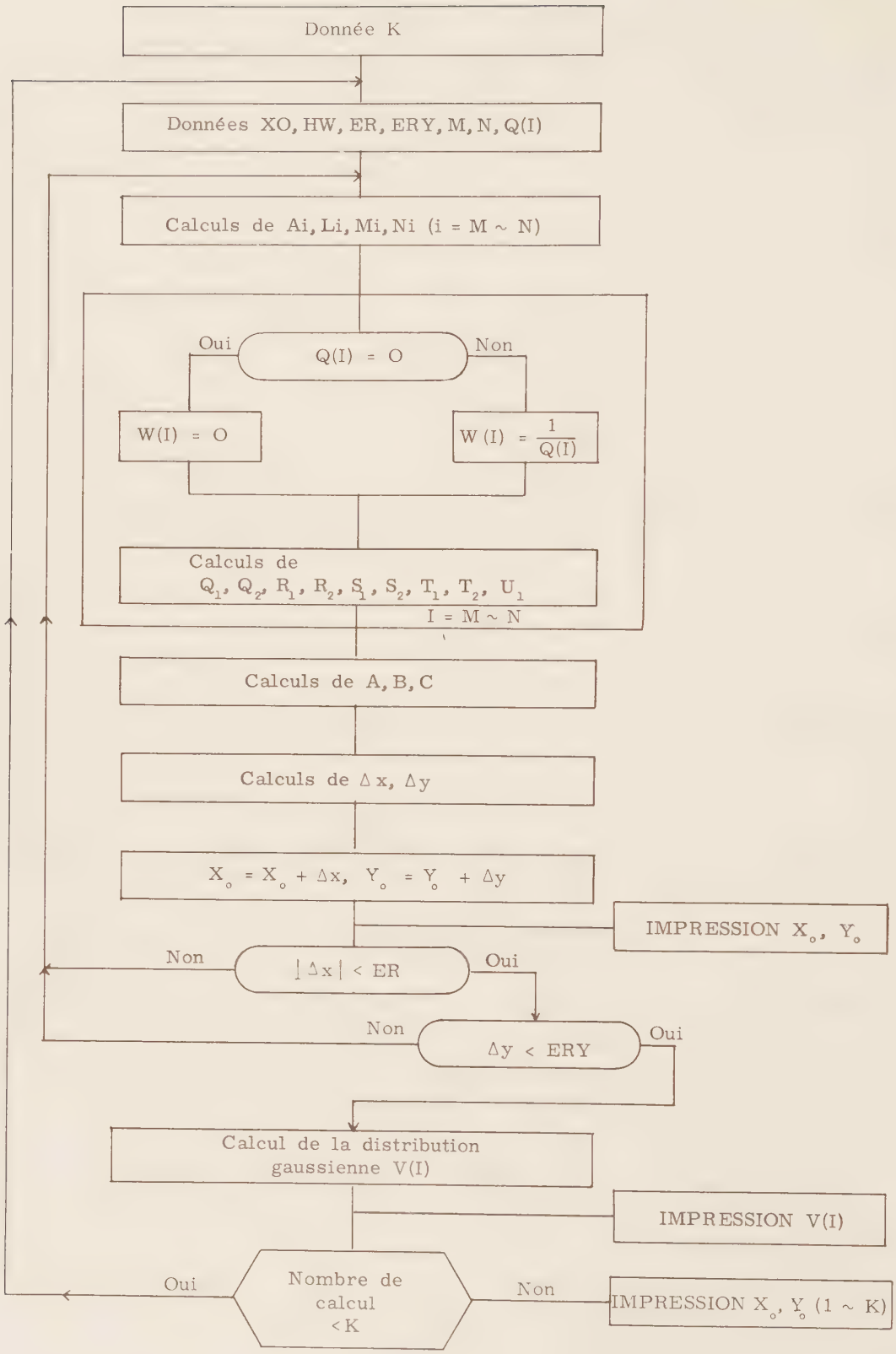


Fig. 20 : Organigramme du groupe I.

IV.2 - DETERMINATION DE LA COURBE D'ETALONNAGE EN ENERGIE PAR LA METHODE DES MOINDRES CARRES (groupe II)

Si X est l'abscisse du sommet et que la courbe d'étalonnage est une droite, nous avons :

$$E = C + DX \tag{IV.11}$$

E : énergie correspondant à chacun des pics

C et D : sont des constantes à déterminer

La relation (IV.11) peut être mise sous la forme :

$$X = a_1 + a_2 E \tag{IV.12}$$

avec

$$a_1 = - C/D$$

$$a_2 = 1/D$$

A partir des valeurs calculées dans le groupe I déterminons par la méthode des moindres carrés l'équation de la droite qui se rapproche le plus de l'équation (IV.12).

Les variables peuvent être représentées sous la forme d'une matrice unicolonne :

$$X = \begin{Vmatrix} x_1 \\ x_2 \\ - \\ - \\ - \\ - \\ - \\ - \\ x_n \end{Vmatrix} \qquad L = \begin{Vmatrix} l_1 \\ l_2 \\ - \\ - \\ - \\ - \\ - \\ - \\ l_n \end{Vmatrix} \qquad \tilde{A} = \begin{Vmatrix} \tilde{a}_1 \\ \tilde{a}_2 \end{Vmatrix} \tag{IV.13}$$

où l_n (valeur des abscisses calculées dans le groupe I) est égal à $x_r + \Delta r$.

$r = 1, \ldots N$ (N : nombre de pics utilisés)

La matrice diagonale des poids des abscisses est :

$$P = \begin{Vmatrix} P_1 & & & 0 \\ & P_2 & & \\ & & \ddots & \\ & & & \ddots \\ 0 & & & P_n \end{Vmatrix} \tag{IV.14}$$

Les valeurs de l'énergie sont mises sous la forme d'une matrice :

$$E = \| E_{rj} \| \tag{IV.15}$$

Si :

$$\tilde{V} = E \tilde{A} - L \tag{IV.16}$$

la condition de minimisation s'écrit :

$$\tilde{V}^T P \tilde{V}_{minimum} \tag{IV.17}$$

Le vecteur $\tilde{A}$ des valeurs cherchées est solution unique de l'équation

$$C \tilde{A} = E^t P L \tag{IV.18}$$

avec : $C = E^T P E$

Si cette dernière matrice n'est pas singulière, la valeur de A sera tirée de la relation

$$\tilde{A} = C^{-1} E^{T} P L \qquad (IV.19)$$

qui détermine les constantes de la courbe d'étalonnage [82].

L'organigramme de ce calcul est donné sur la figure 21.

Les données à introduire sont les suivantes :

- Nombre de pics d'électron de conversion : K (groupe I)
- Abscisse de chaque pic : X (L) (groupe I)
- Energie correspondant à chaque pic : E (JA, JB)
- Poids dont est affecté chaque pic : P 3 (facultatif)

IV.3 - Correction de résolution sur le spectre β (groupe III)

La résolution en énergie du spectromètre étant limitée, le spectre β est déformé par le dispositif. Il est donc nécessaire d'effectuer une correction pour compenser cet effet.

Appelons :

f (λ) : fonction de distribution des β émis par la source

g (λ) : fonction de distribution observée

h (λ, x): fonction de résolution

On a [83] :

$$g(\lambda) = \int_{o}^{x\ max} h(\lambda,\ x)\ f(x)\ dx \qquad (IV.20)$$

avec :

λ : énergie des électrons dans la jonction

x : énergie des électrons incidents

Lorsque h(λ, x) est représentée par une distribution gaussienne, on peut résoudre l'équation par approximations successives [84]. L'approximation d'ordre zéro s'écrit :

$$g_1(\lambda) = \int_{o}^{x\ max} h\ (x - \lambda)\ f_o(x)\ dx \qquad (IV.21)$$

où :

$$h(\lambda, x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[- \frac{(x - \lambda)^2}{2\sigma^2} \right] \qquad (IV.22)$$

Si l'on écrit :

$$f(\lambda) - g(\lambda) \simeq f_o(\lambda) - g_1(\lambda) \qquad (IV.23)$$

l'approximation de premier ordre sera :

$$f_1(\lambda) = f_o(\lambda) + g\ (\lambda) - g_1(\lambda) \qquad (IV.24)$$

L'approximation d'ordre K s'écrira donc :

$$f_K(\lambda) = f_{K-1}(\lambda) + g\ (\lambda) - g_K(\lambda) \qquad (IV.25)$$

L'organigramme de ce calcul est donné figure 22.

Les données à introduire sont les suivantes :

- Nombre de canaux du spectre : N
- Nombre d'itérations : REPLIM

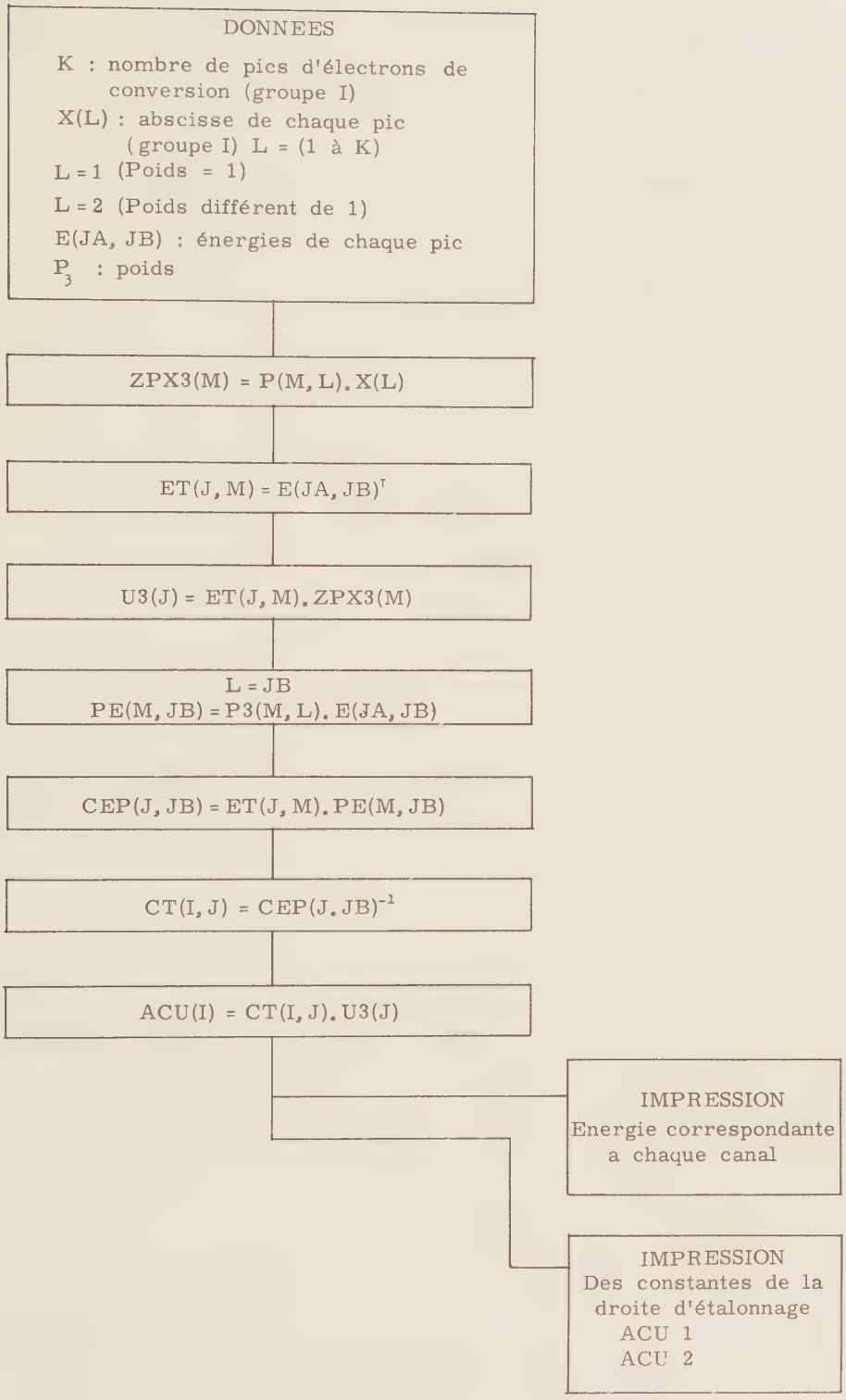


Fig. 21 : Organigramme du groupe II.

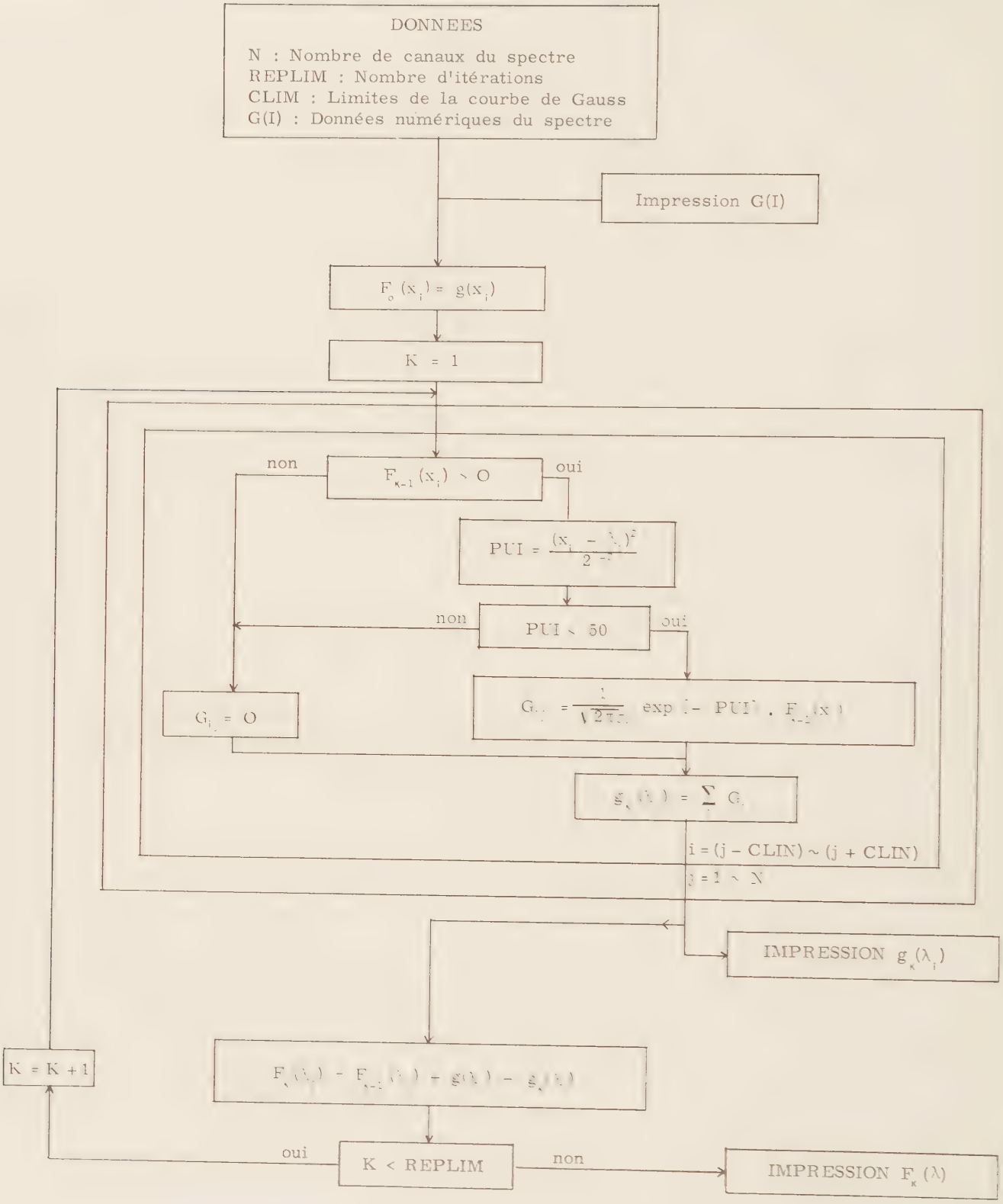


Fig. 22 : Organigramme du groupe III

- Nombre de canaux définissant la courbe de Gauss pour chaque point du spectre : CLIM
- Valeur numériques du spectre : G (I)

La figure 23 a montre comment le spectre observé est transformé par ce calcul. L'effet est surtout sensible dans le domaine des hautes énergies.

La figure 23 b nous montre l'effet des itérations successives sur un point du spectre.

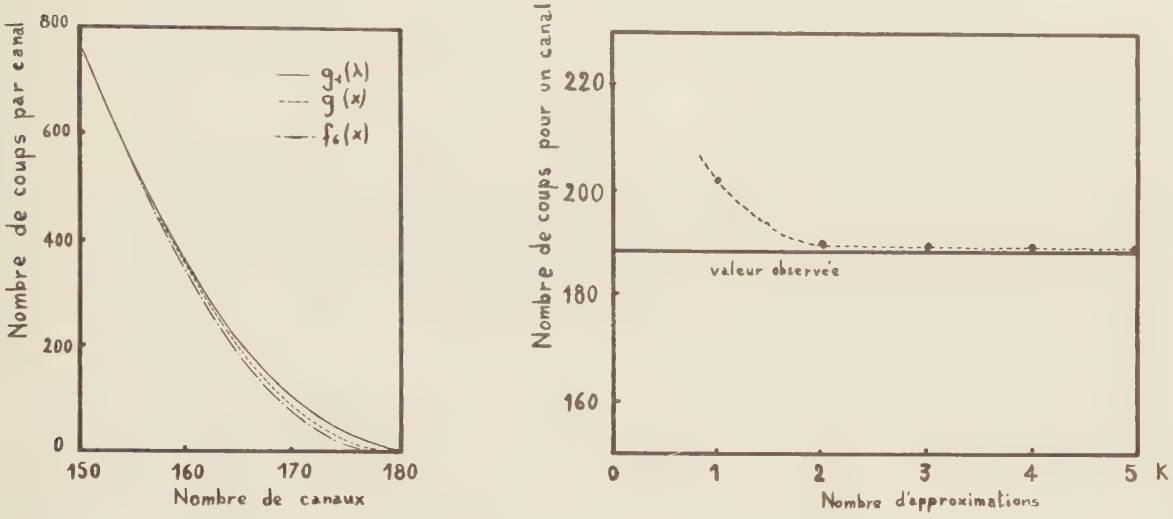


Fig. 23 : Influence de la correction de résolution sur la forme du spectre

IV.4 - TRANSFORMATION DE L'ENERGIE EN QUANTITE DE MOUVEMENT (groupe IV)

Ce calcul n'offre aucune difficulté. On utilise les valeurs de l'étalonnage en énergie tirées du groupe II et on calcule les quantités de mouvement pour chaque point.

IV.5 - REPRESENTATION DE KURIE (groupe V)

Si l'on ne possède pas de tableau de la fonction de Fermi pour l'élément Z_F étudié, on procède par interpolation. Dans ce cas on introduit trois séries de valeurs de cette fonction pour des numéros atomiques voisins : Z_A Z_B Z_C. Les valeurs pour Z_F sont calculées par interpolation quadratique.

Une deuxième interpolation quadratique est nécessaire pour calculer les valeurs de la fonction de Fermi pour chaque point du spectre.

L'organigramme de ce dernier calcul est donné figure 24.

Les données à introduire sont les suivantes :

- Tableau de la fonction de Fermi donné sous la forme

$$G = \frac{P}{W} F(Z, P)$$

- Valeurs de G : FF (KK)
- Quantités de mouvement correspondantes : P (KK)
- Quantité de mouvement pour chaque point du spectre (groupe IV) : PM (I)

Après cette interpolation la machine calcule les valeurs de

$$\sqrt{\frac{N}{P \,.\, W \,.\, F(Z.W)}}$$

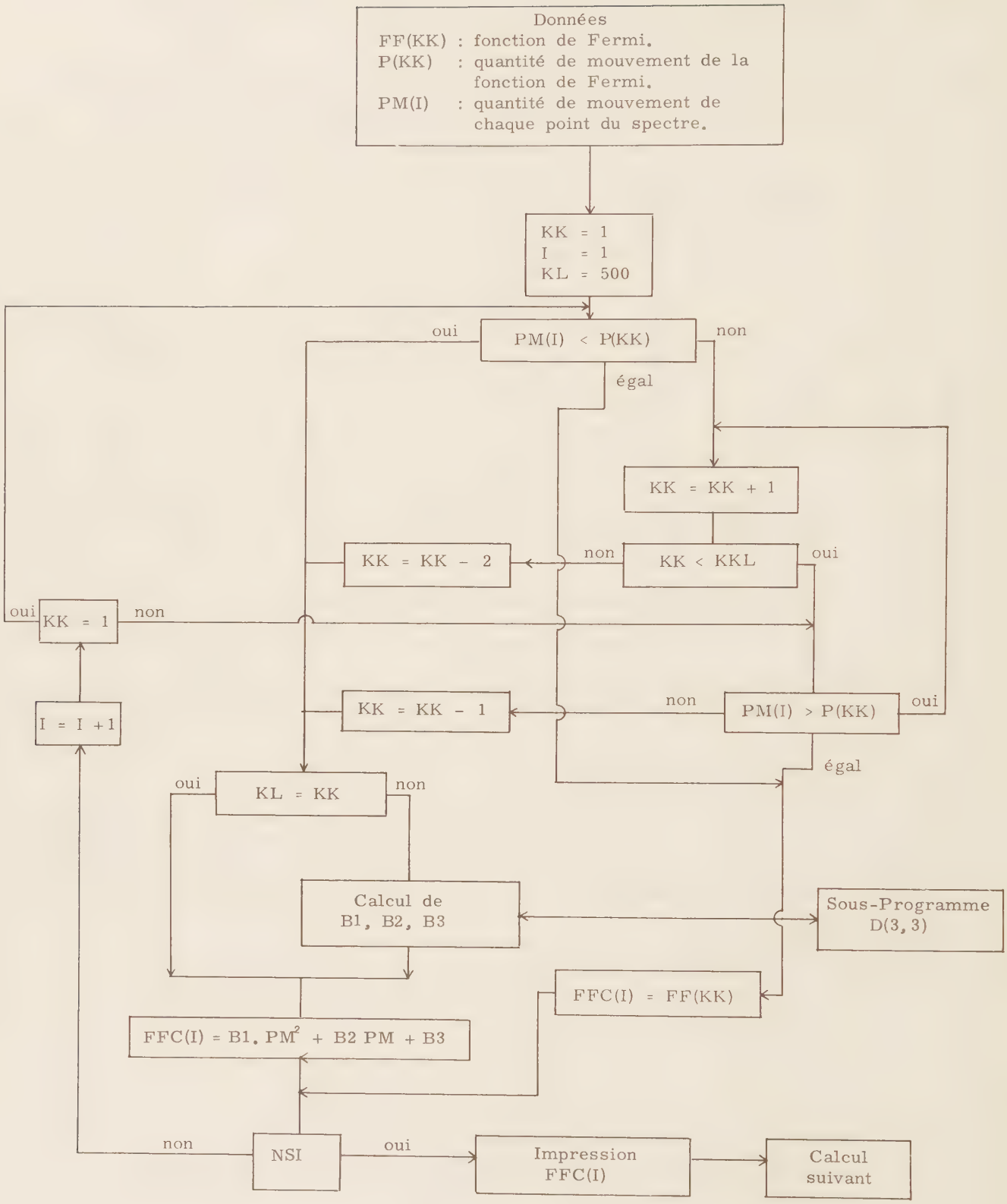


Fig. 24 : Organigramme du groupe V.

V - ÉTUDE DES SPECTRES DU ^{14}C ET DU ^{35}S

Le ^{35}S et le ^{14}C ont été étudiés par de nombreux auteurs. Si la forme du spectre du ^{35}S est à ce jour bien établie, un désaccord subsiste sur la forme de celui du ^{14}C. En effet, celui-ci à une période exceptionnellement longue pour une transition permise (log ft = 9,0). Le ^{14}C et le ^{35}S ayant des énergies maximales voisines, il nous sera possible d'étudier, d'une part les limites de l'installation et d'autre part à partir du spectre du ^{35}S, la forme de celui du ^{14}C.

V.1 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

La densité du silicium étant plus élevée que celle des scintillateurs plastiques les phénomènes de rétrodiffusion seront plus importants dans les détecteurs à jonction au silicium.

Sakai a essayé d'éliminer ce phénomène en utilisant une géométrie proche de 4π [81]. Mais étant donné la surface réduite des jonctions il est difficile d'obtenir une telle géométrie. Nous avons préféré éliminer ce phénomène, en nous servant d'un scintillateur plastique permettant à la fois de collimater les rayons β et d'éliminer à l'aide d'un dispositif d'anticoïncidence les β rétrodiffusés dans la jonction.

Les figures 25 et 26 montrent le schéma du dispositif et de l'électronique associée. Les impulsions enregistrées par le scintillateur plastique sont envoyées sur l'entrée "anticoïncidence" du sélecteur multicanal : SA 40.

Afin de compenser les retards dûs à l'électronique, il est nécessaire de retarder les impulsions du compteur à scintillation de 1,2 μs par rapport à celles du détecteur à jonction.

V.2 - TECHNIQUE DE PREPARATION DES SOURCES ET MESURE DE LEUR EPAISSEUR

La déformation des spectres est également due à la qualité de la source. Pour diminuer les phénomènes de rétrodiffusion et d'autoabsorption il est nécessaire que les dépôts ainsi que leurs supports soient très minces, et que les cristaux formés soient les plus petits possibles.

C'est la déposition par "électro-spraying" [85] qui nous a donné les meilleurs résultats. La figure 27 montre le schéma du dispositif. Une tension de l'ordre de 3 000 volts est appliquée entre le fil de tungstène (ϕ = 0,04 mm) baignant dans la solution et le support de source. Par cette méthode, des sources de quelques dizièmes de microcuries ont été préparées(*).

L'épaisseur des films et des sources est déterminée par une méthode d'absorption des rayons α de ^{241}Am [86].

Le schéma du dispositif ainsi que les courbes obtenues sont données sur la figure 28.

Une première courbe d'absorption (C_1) est tracée dans l'air. Une deuxième courbe (C_2) est obtenue en interposant le film entre la source de ^{241}Am et le détecteur. Enfin une dernière courbe (C_3) est tracée lorsque le dépôt à mesurer est placé sur le film. Ces trois courbes permettent de déterminer l'épaisseur d'air équivalente à l'ensemble support-source.

(*) Cette technique a été mise au point au Laboratoire de Mesures des Radioéléments par Monsieur BRETHON.

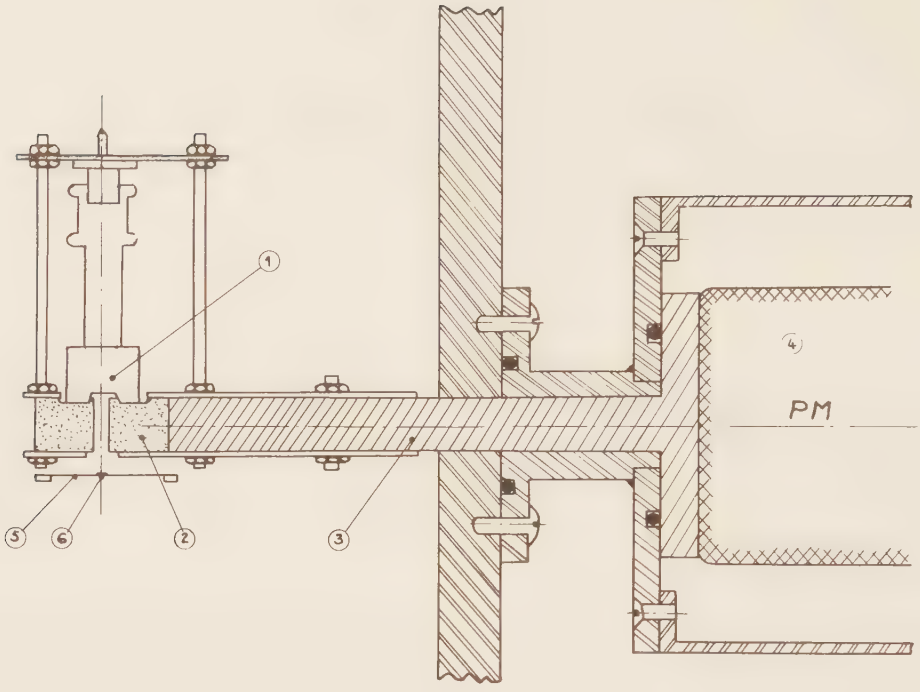


Fig. 25 : Montage du détecteur en anticoïncidence avec un scintillateur plastique.

1 Détecteur à jonction — 2 Scintillateur plastique
3 Conduit de lumière — 4 Photomultiplicateur
5 Support de source — 6 Source

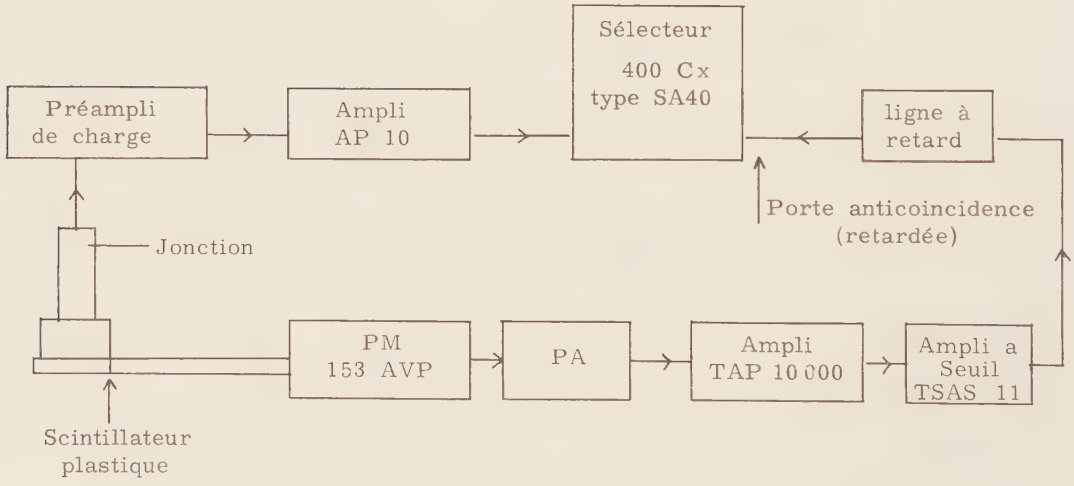


Fig. 26 : Dispositif d'anticoïncidence (électronique associée).

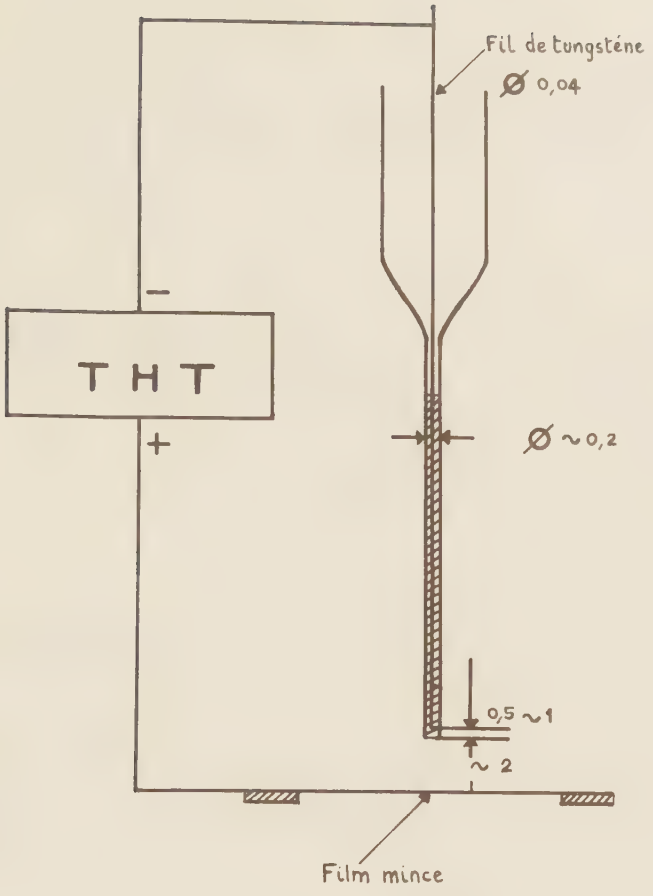


Fig. 27 : Schéma du dispositif "électrospraying".

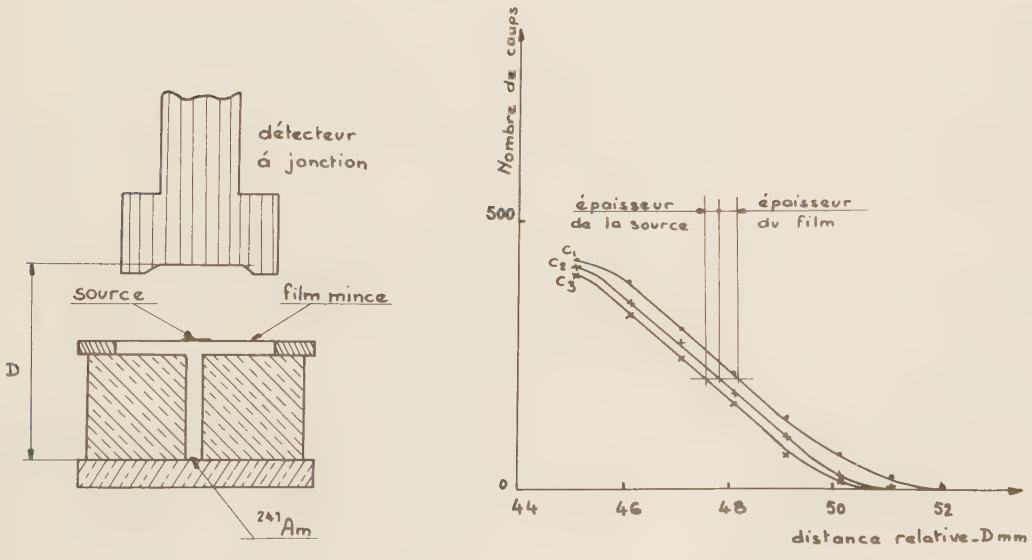


Fig. 28 : Mesure de l'épaisseur des sources.

V.3 - SPECTRE DU ^{35}S

V.3.1 - La transition $^{35}S \xrightarrow{\beta^-} {}^{35}Cl$

Le spin et la parité de l'état fondamental du ^{35}S sont : 3/2 + [87]. Par désintégration β^- le ^{35}S se transforme en ^{35}Cl dont l'état fondamental est caractérisé par 3/2 + [88].

Nous avons donc :

$$\Delta I = 0$$

et $\Delta \pi = +$

Par conséquent la transition est permise (règle de sélection de Fermi et de Gamow-Teller, cf. Chapitre I). Suivant le modèle en couche à particule indépendante, le spin du ^{35}S correspond à l'absence d'un neutron dans l'état 1 d 3/2 et celui du ^{35}Cl à la présence d'un proton dans ce même état. La transition $^{35}S \xrightarrow{\beta^-} {}^{35}Cl$ est donc favorisée.

Les valeurs couramment admises pour cette transition sont :

- Energie maximale : 167 keV [89] [90] [91]
- Période : 87,2 jours [92]
- log ft : 5,0

V.3.2 - Analyse du spectre β du ^{35}S

L'étalonnage en énergie a été effectué à l'aide des raies de conversion suivantes :

50,4 keV : ^{195}Pt
84,6 keV : ^{195}Pt
95,2 keV : ^{195}Pt
116,1 keV : ^{195}Pt
126,5 keV : ^{195}Pt
127,6 keV : ^{139}La
160,2 keV : ^{139}La

Avant chaque mesure, l'étalonnage a été vérifié en prenant soin de conserver la même géométrie.

Afin de déterminer l'influence du dispositif et de la qualité des sources sur la forme du spectre, trois séries d'expériences ont été faites :

Source préparée simplement par dépôt d'une goutte sur un film de mylar (épaisseur 400 $\mu g/cm^2$) et séchée à l'infra-rouge : la représentation de Kurie est linéaire, de l'énergie maximale jusqu'à 100 keV (figure 29),

Lorsque on utilise une source mince ($\sim$15 $\mu g/cm^2$) déposée par la méthode d'électro-spraying, sur un film d'acétate de cellulose ($\sim$40 $\mu g/cm^2$) la représentation de Kurie est linéaire jusqu'à 90 keV (figure 30). Si cette même source est analysée par la méthode d'anticoïncidence décrite ci-dessus , la représentation de Kurie est linéaire jusqu'à 80 keV (figure 31).

La comparaison de ces trois courbes montre qu'il est possible en diminuant l'autoabsorption et la diffusion, d'augmenter la partie linéaire de la représentation de Kurie.

Cependant, aux basses énergies on n'arrive pas à éliminer complètement les phénomènes d'autoabsorption et de diffusion, de plus, le spectre est déformé par l'absorption dans la fenêtre du détecteur à jonction, ce qui explique que les résultats expérimentaux s'éloignent de la droite de Kurie.

L'énergie maximale trouvée est de : 167 ± 1 keV, valeur en bon accord avec celles trouvées par d'autres auteurs [89] [90] [91] [93].

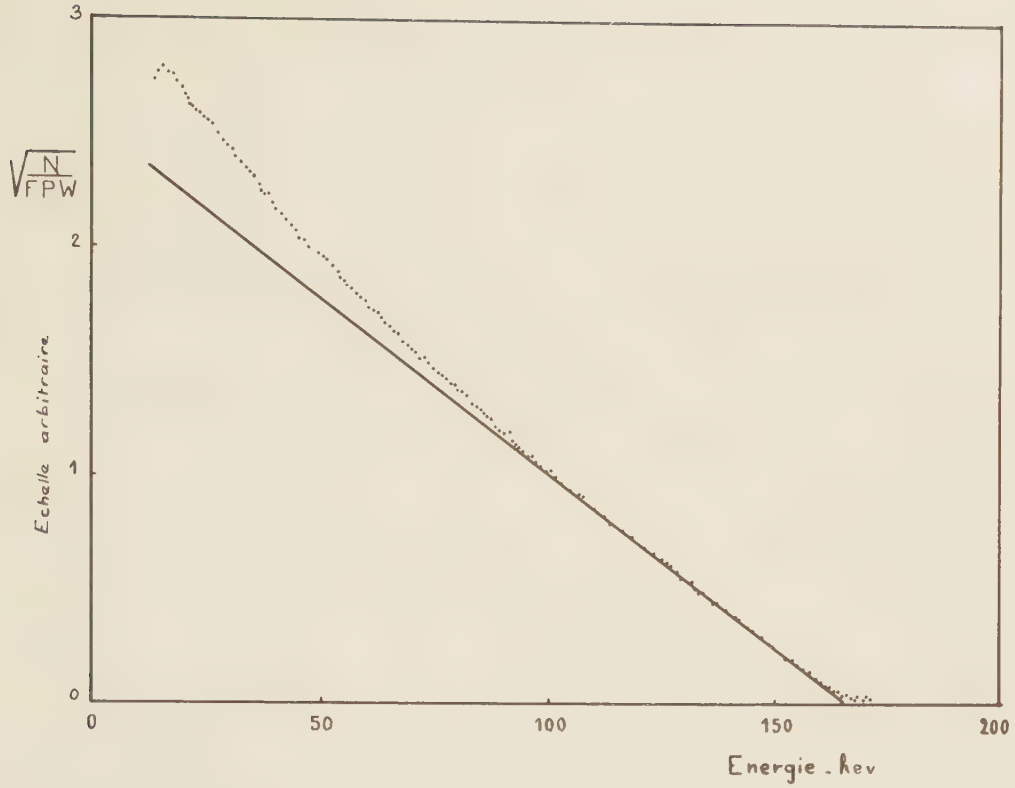


Fig. 29 : Spectre du ^{35}S (Source sur formvar préparée par évaporation).

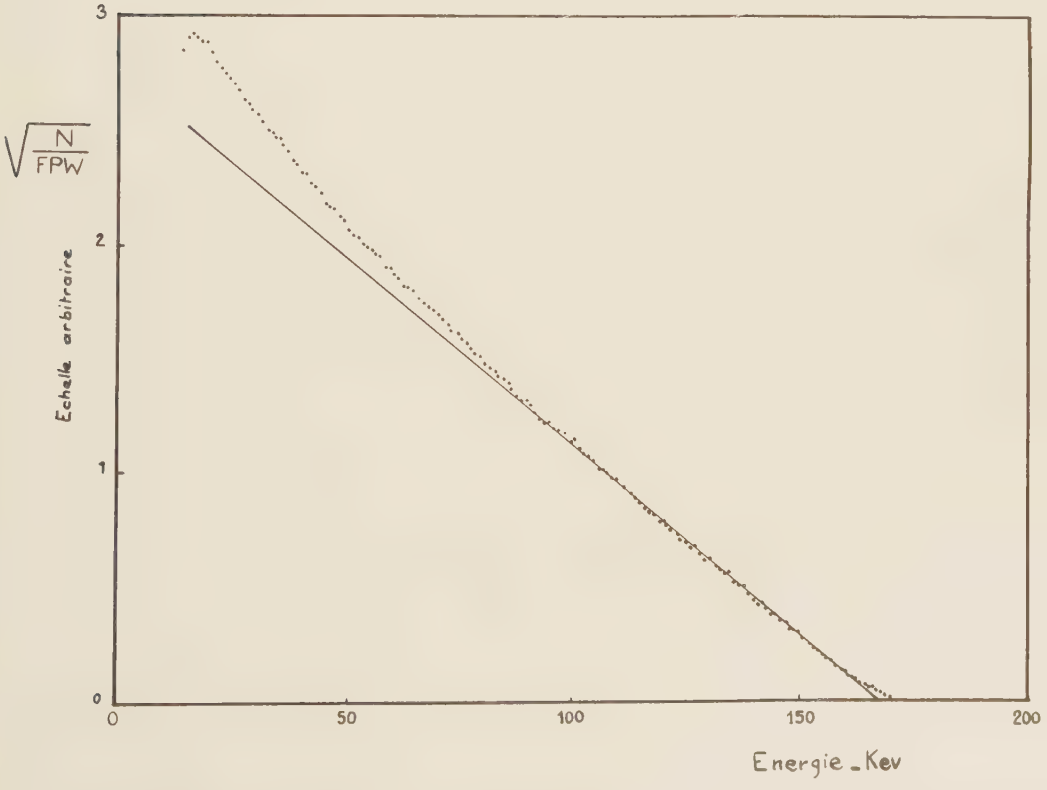


Fig. 30 : Spectre du ^{35}S (source préparée par "électro-spraying" sur film mince).

Fig. 31 : Spectre du ^{35}S (source préparée par "électro-spraying" déposée sur film mince mesurée avec dispositif d'anticoïncidence.

La forme du spectre est également en accord avec celles obtenues par les auteurs cités ci-dessus. Certains d'entre eux ont trouvé que la représentation de Kurie était linéaire jusqu'à 16 keV [94]. Comme nous l'avons vu les spectres que nous avons obtenus sont linéaires jusqu'à 80 keV. Il aurait été possible pour le ^{35}S avec une activité plus importante de diminuer l'épaisseur de la source. Cependant le résultat obtenu avec les sources d'une épaisseur d'environ 15 $\mu g/cm^2$ est intéressant car il montre qu'il est possible d'obtenir une représentation valable, même lorsque l'on ne peut pas disposer d'une activité spécifique élevée, comme c'est le cas pour le ^{14}C.

V.4 - SPECTRE DU ^{14}C

V.4.1 - La transition $^{14}C \xrightarrow{\beta^-} {}^{14}N$

Le spin, la parité et le nombre isotopique sont respectivement égaux à : 0 + (T = 1) [95].

Par désintégration le ^{14}C se transforme en ^{14}N dont l'état fondamental est caractérisé par : 1 + (T = 0).

Nous avons donc :

$$\Delta I = 1$$

$$\Delta \pi = +$$

La transition est permise (règle de sélection de Gamow-Teller, cf. Chapitre I).

Les valeurs couramment admises pour cette transition sont :

- Energie maximale : 156 ± 1 keV [96]
- Période : 5 568 ± 30 ans
- log ft : 9,03

La valeur particulièrement élevée de log ft a attiré l'attention de nombreux théoriciens [97] [98] [99].

En effet, pour une transition permise log ft varie habituellement de 3,5 à 5, et une valeur de 9 correspond à une transition interdite du 2ème ordre.

Selon Gerhart [100] nous avons la relation suivante :

$$ft \left(g_F^2 \left| \int 1 \right|^2 + g_{GT}^2 \left| \int \sigma \right|^2 \right) = \frac{2 \pi^3 \hbar^7 \, Log \, 2}{m_o^5 \, C^4} \qquad (V.1)$$

m_o : masse au repos de l'électron

Dans le cas du ^{14}C : $\left| \int 1 \right| = 0$ et on a [97] :

$$ft \simeq \frac{4780}{\left| \int \sigma \right|^2}$$

Pour que log ft soit grand il est donc nécessaire que $\left| \int \sigma \right|^2$ soit petit.

V.4.2 - Analyse du spectre du ^{14}C

Pour l'étude du spectre de ce radionucléide, nous avons pris les mêmes précautions et utilisés les mêmes méthodes de mesure que pour le ^{35}S.

Les figures 32 et 33 montrent les représentations de Kurie pour les types de sources suivantes :

- Sources déposées sur mylar et séchées à l'infra-rouge : la représentation de Kurie n'est pas linéaire,
- Sources déposées par électro-spraying sur films minces et analysées en utilisant le dispositif à anticoïncidences : la représentation de Kurie est linéaire de l'énergie maximale jusqu'à 85 keV.

En raison de la faible activité spécifique du ^{14}C nous avons eu quelques difficultés à obtenir des spectres ayant une bonne distribution statistique ; en effectuant une moyenne sur toutes les mesures, nous avons trouvé une énergie maximale égale à : 155 ± 2 keV ..., valeur en bon accord avec celles obtenues par d'autres auteurs [101] [102].

Comme nous l'avons vu, la forme du spectre du ^{14}C présente un grand intérêt théorique, c'est pourquoi de nombreux expérimentateurs se sont penchés sur ce problème. Certains ont trouvé une représentation linéaire, par exemple WU [103] jusqu'à 25 keV, Mize [104] jusqu'à 50 keV et Moljk [105] jusqu'à 3 keV, et d'autres auteurs ont obtenu une représentation légèrement concave comme Langer [106] et Wardshaw [107].

Cependant il faut remarquer que ces résultats ont été obtenus, d'une part avec des compteurs proportionnels, et d'autre part avec des spectromètres magnétiques.

Les compteurs proportionnels permettent d'éliminer l'autoabsorption en étudiant le ^{14}C sous forme de CO_2, mais le mauvais pouvoir de résolution ainsi que divers effets parasites (effet de paroi et de bout), comme le fait remarquer Langer [108], rendent difficiles l'interprétation du spectre.

Les spectromètres magnétiques, ont un excellent pouvoir de résolution, mais nécessitent des sources ayant une activité élevée (de l'ordre de quelques dizaines de microcuries) et l'auto-absorption dans le cas du ^{14}C n'est pas négligeable, ce qui entraîne des déformations sensibles de l'ensemble du spectre.

C'est pourquoi il nous a paru intéressant d'étudier la forme du spectre β du ^{14}C avec un spectromètre à jonction qui possède un bon pouvoir de résolution et qui permet d'utiliser des sources ayant une activité faible (0,1 µCi).

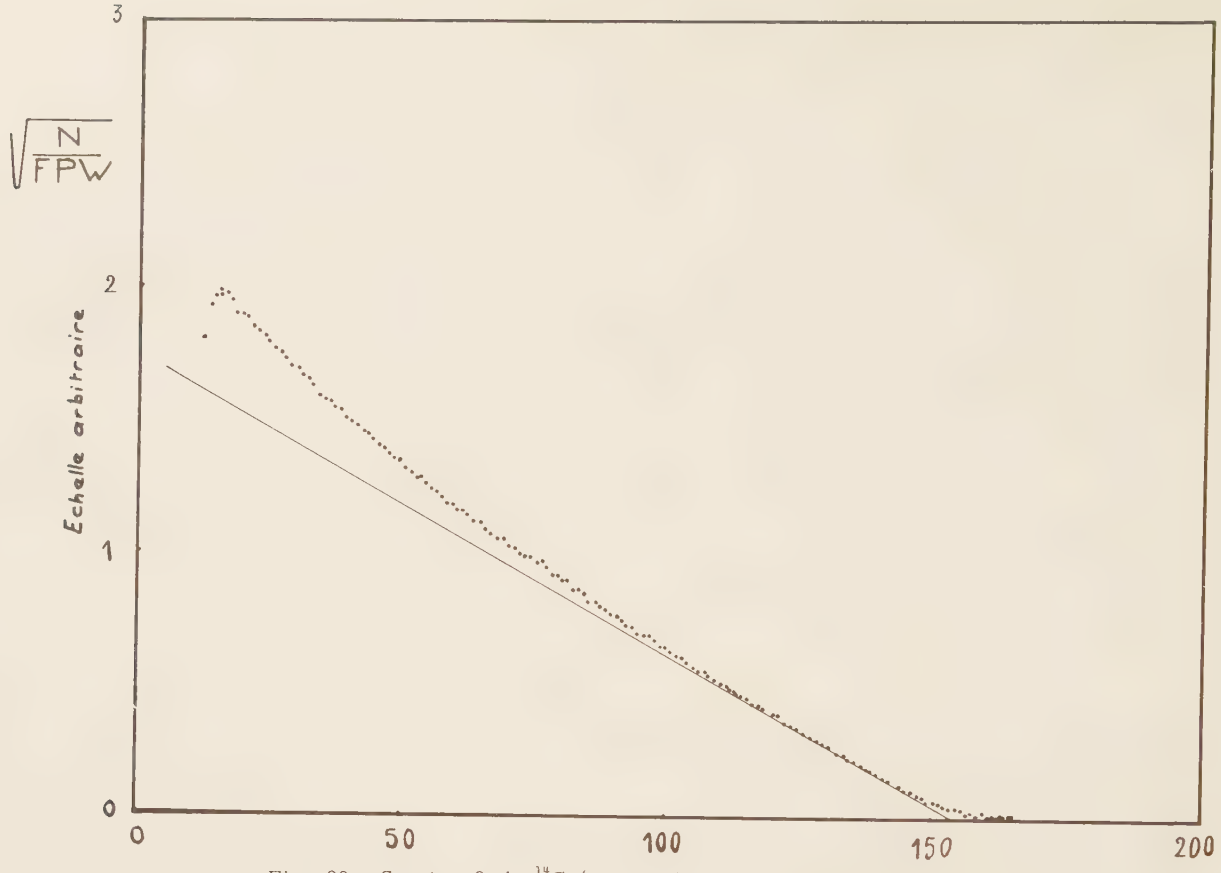


Fig. 32 : Spectre β du ^{14}C (source épaisse, sans anticoïncidence).

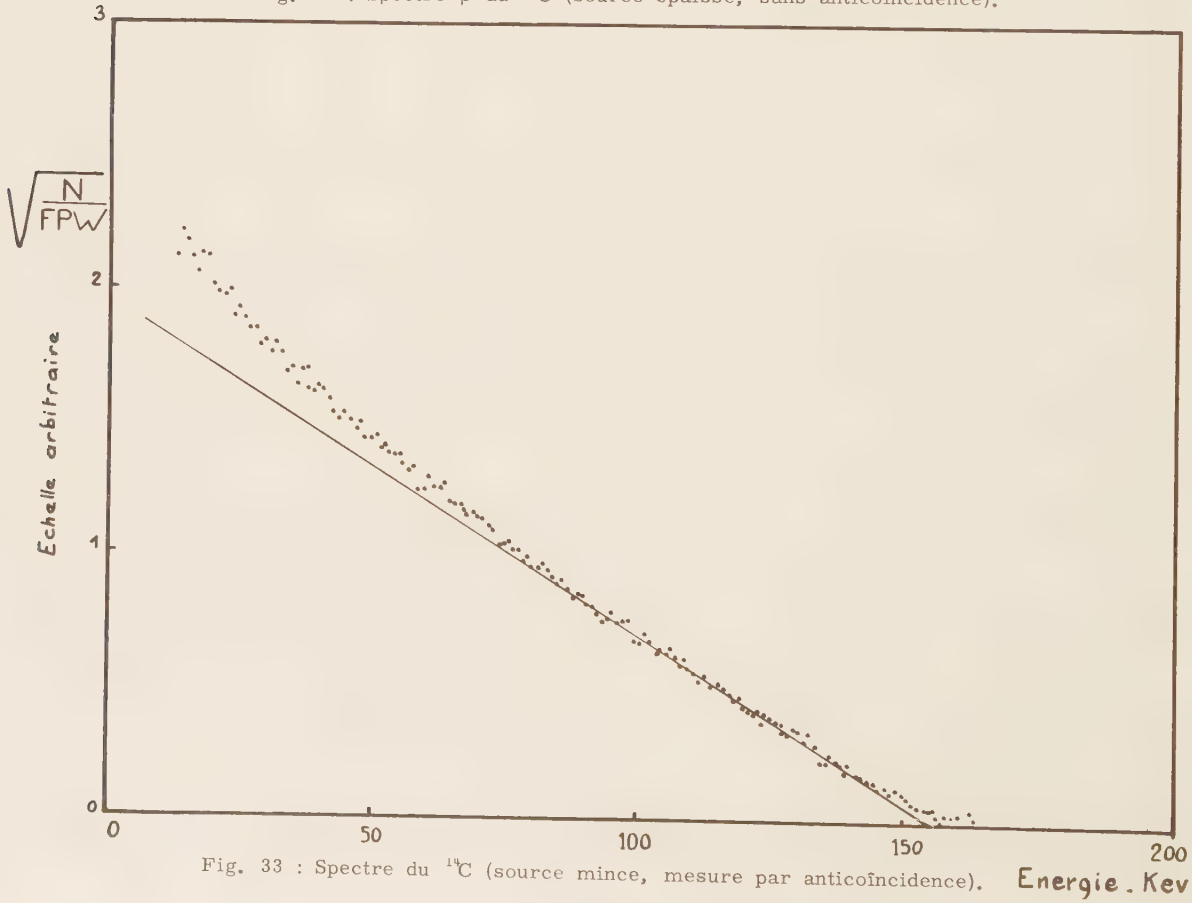


Fig. 33 : Spectre du ^{14}C (source mince, mesure par anticoïncidence).

Comme nous avons utilisé des sources ayant sensiblement la même épaisseur ($\sim 10\ \mu g/cm^2$) pour l'étude du ^{35}S et du ^{14}C, et que le spectre expérimental du ^{35}S est linéaire entre 80 keV et l'énergie maximale (167 keV), les résultats obtenus pour le ^{14}C, dans ce même domaine d'énergie nous semblent valables.

Il est ainsi possible de tirer quelques conclusions.

V.4.3 - Interférences de Fierz dans le cas du ^{14}C

Une des conclusions importantes du Chapitre I est que les formes d'interaction dans le cas de la désintégration β sont essentiellement vectorielles et axial-vectorielles (V, A). Il en résulte que le terme d'interférence de Fierz $\frac{b}{W}$ (I.26) est nul dans le cas d'une transition permise.

La vérification expérimentale de cette conclusion théorique dans le cas du ^{14}C n'est pas facile à mettre en évidence en raison de la difficulté qu'il y a à obtenir une représentation valable du spectre.

Cependant à partir des résultats donnés par la figure 33 (spectre du ^{14}C) nous avons représenté la valeur :

$$\frac{N}{F\ W\ P\ (W_o - W)^2}$$

en fonction de W (figure 34).

Si le rapport $\frac{b}{W}$ est effectivement nul, l'expression $\frac{N}{F\ W\ P\ (W_o - W)^2}$ est une constante.

Afin de déterminer b, posons :

$$\frac{N}{F\ W\ P\ (W_o - W)^2} = A + B\ W \qquad (V.2)$$

Par la méthode des moindres carrés nous avons obtenu :

$$A = 2,48\ .\ 10^4$$

$$B = 19,3\ .\ 10^2$$

Et en posant :

$$\frac{N}{F\ W\ P\ (W_o - W)^2 \left(1 + \frac{b}{W}\right)} = C^{te}$$

nous en déduisons :

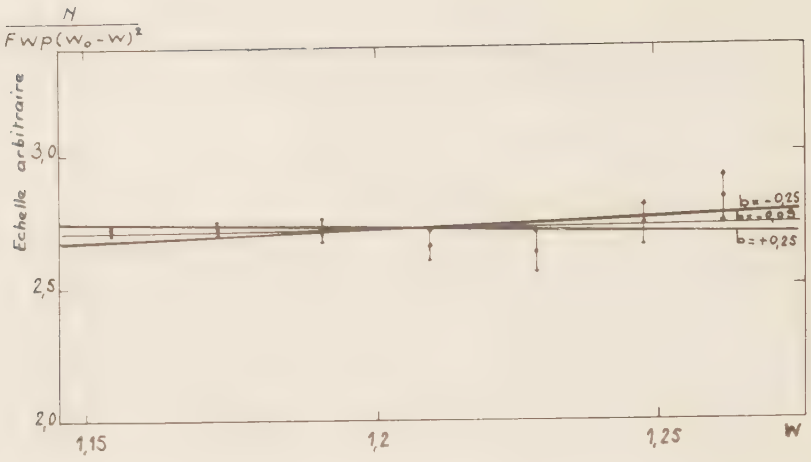
$$b = -\ 0,09 \pm 0,25$$

Le calcul de b a été fait en prenant pour l'énergie maximale la valeur moyenne (155 keV) de nos déterminations expérimentales dont la dispersion conduit à estimer à 2 keV la limite supérieure de l'erreur commise.

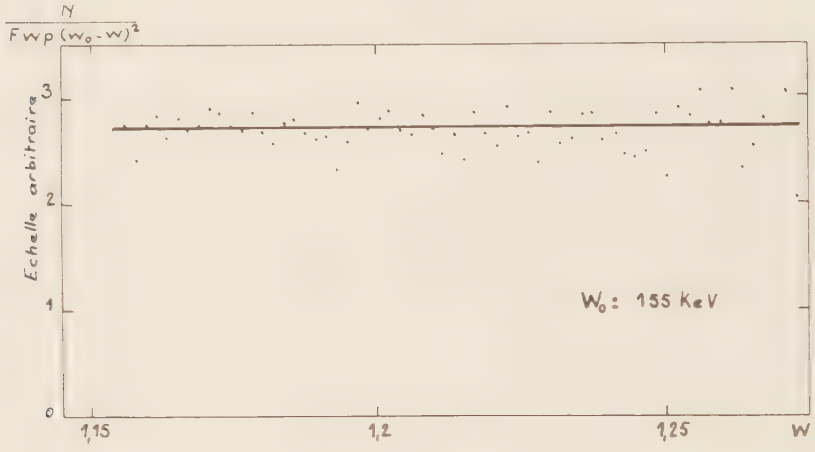
La valeur 0,25 de la limite supérieure de l'erreur sur b résulte de la distribution des points expérimentaux (figure 34) que nous avons déterminés pour vérifier la relation (V.2).

Nous pensons que la valeur trouvée pour b (- 0,09) est, compte tenu de l'erreur commise, en accord avec ce que prévoit la théorie (valeur théorique : 0).

Si l'on se reporte à l'équation I.27 on voit que le terme $\frac{b}{W}$, variant comme $(W_o - W)^2$, une petite erreur sur W_o entraîne une variation notable de $\frac{b}{W}$; par exemple, en prenant $W_o = 156$ keV, b devient égal à 1.



b) Facteur de forme du spectre - chaque point représente la valeur moyenne pour 10 ex



a) Facteur de forme du spectre du ^{14}C.

Figure 34

Dans le cas particulier de la figure 33, l'erreur sur l'énergie maximale étant de 0,5 keV on a :

$$-0,5 < b < 0,5$$

On voit donc qu'ici encore b est compris entre des limites rapprochées qui enferment la valeur "zéro" prévue par la théorie.

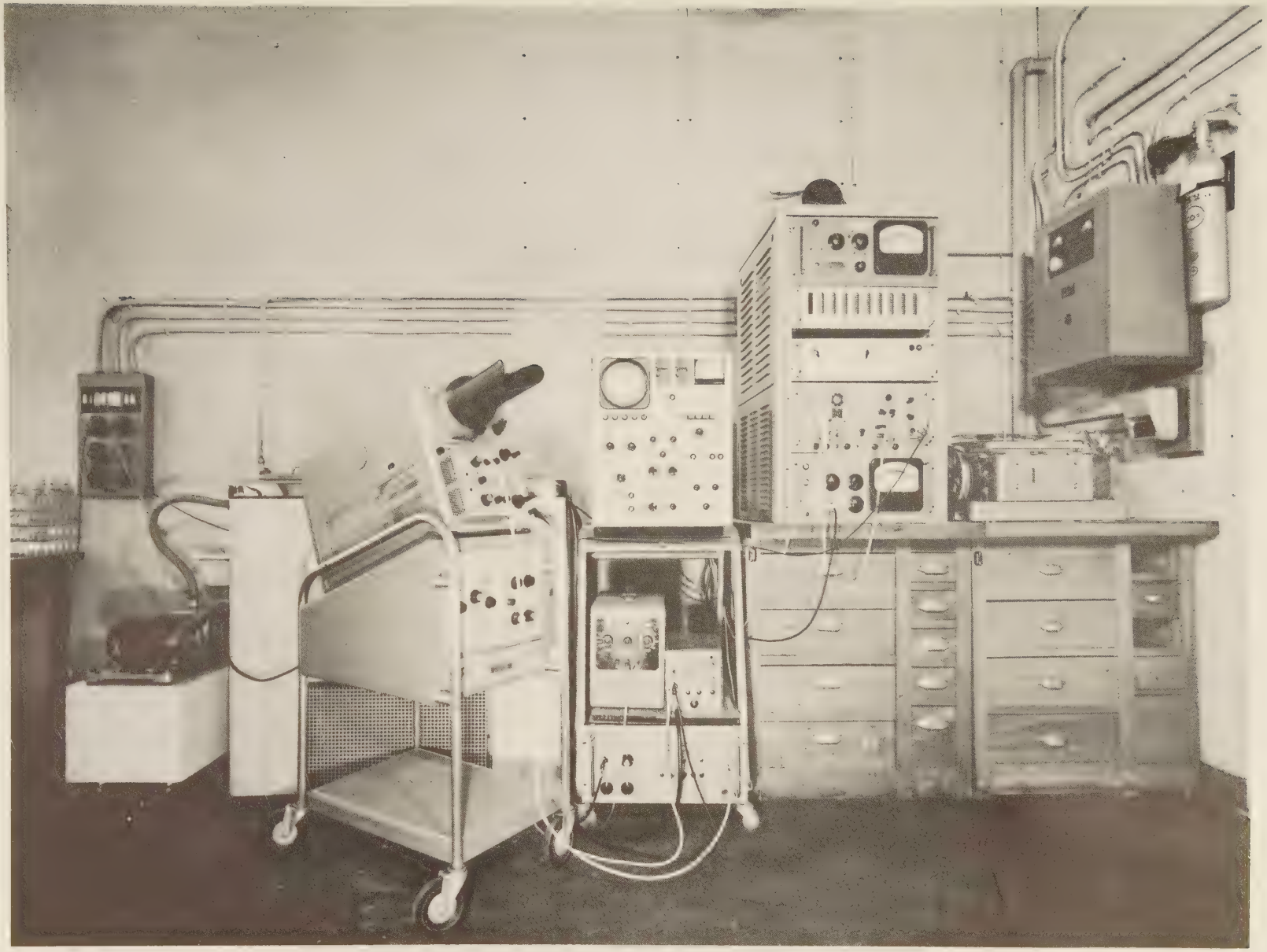


Photo 1 : Spectromètre à jonction : Ensemble.

Photo 2 : Cellule de mesure ouverte.

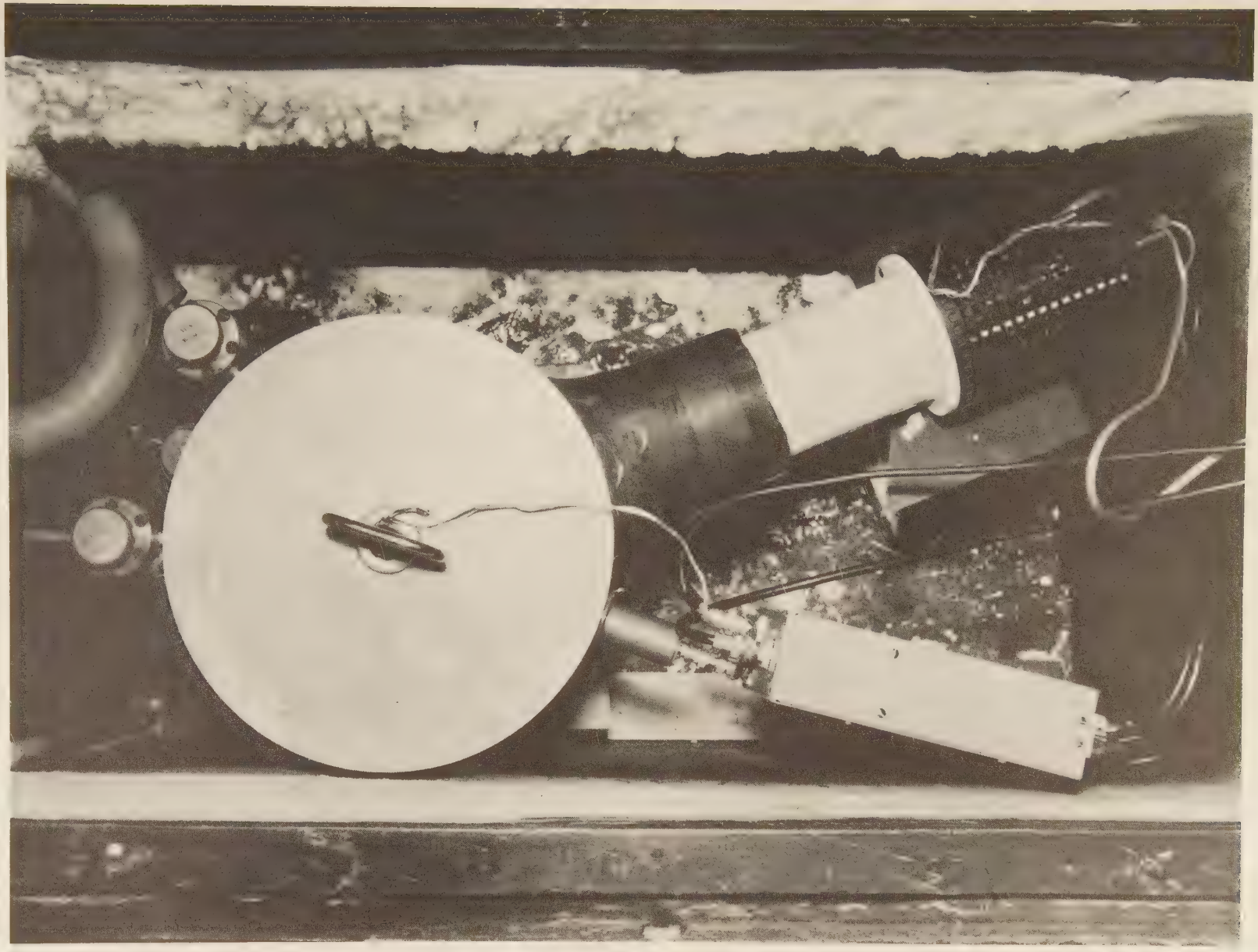


Photo 3 : Cellule de mesure fermée.

CONCLUSIONS

Le spectromètre β que nous avons réalisé utilise un détecteur à jonctions du type barrière de surface au silicium. Les caractéristiques de construction, en particulier, les caractéristiques géométriques, ont été élaborées à partir de données relatives aux jonctions disponibles. La distance optimale source-détecteur a été déterminée en traçant, dans différentes conditions le spectre du césium. En se plaçant ensuite dans les conditions ainsi définies et à - 10°C, on obtient une résolution en énergie de 6,3 keV.

Pour tester, et également étalonner en énergie ce spectromètre, nous avons étudié les spectres de conversion d'un certain nombre d'émetteurs par capture K : ^{113}Sn, ^{139}Ce, ^{195}Au, ^{207}Bi. Nous avons également déterminé pour ces émetteurs les rapports de conversion ; pour les trois premiers, les résultats obtenus sont en bon accord avec ceux qui figurent dans la littérature. On ne trouve pas dans celle-ci, à ma connaissance, la valeur du rapport L/M du ^{207}Bi, quoique certains auteurs ont réussi à séparer les raies L et M ; nous avons déterminé ce rapport.

Nous nous sommes proposé ensuite d'étudier le spectre du carbone 14.

Pour cela, nous avons d'abord étudié celui du soufre 35, dont la forme est bien connue, en utilisant une source de faible activité (~ 0,1 μCi) c'est-à-dire du même ordre que celle que l'on peut escompter pour les sources de carbone. On a bien retrouvé le spectre classique du ^{35}S et vérifié, en particulier, que la courbe de Kurie était bien linéaire entre 80 keV et l'énergie maximale. Nous avons, ensuite, étudié le spectre du carbone et vérifié que pour lui, également, la représentation de Kurie est linéaire dans le même domaine d'énergie. Nous avons déterminé le terme d'interférence de Fierz ; la valeur trouvée est très voisine de zéro et comprise entre - 0,5 et + 0,5. Ceci confirme que la transition du carbone est permise comme le prévoit la théorie, les termes de second ordre étant négligeable, en raison de la faible énergie.

Que peut-on attendre dans l'avenir du spectromètre à jonction ? Possède-t'il, au moins dans certains cas, des avantages par rapport au spectromètre magnétique ? Question qu'il paraît normal de se poser.

Trois caractéristiques nous paraissent justifier l'intérêt qui s'attache au spectromètre β à jonction.

1/ Il possède une efficacité géométrique relativement élevée, comparativement à celle du spectromètre magnétique. Ceci permet d'utiliser des sources de faible activité, ce qui implique l'avantage sensible de travailler avec des sources de très faible autoabsorption, à spectre peu déformé.

2/ Résolution satisfaisante, quoiqu'inférieure à celle des spectromètres magnétiques, mais nettement meilleure que celle du compteur proportionnel ou celle du compteur à scintillation.

Détecteur	Compteur proportionnel	Compteur à scintillation	Compteur à jonction
Pouvoir de résolution pour β de 100 keV	30 keV	15 keV	~ 8 à 25°C ~ 3 à 77°K

Le pouvoir de résolution de notre appareil était de 6,3 keV à - 10°C. Son amélioration dépend de la possibilité de le maintenir à 77°K, ce que le préamplificateur associé ne permettait pas.

De toute façon, et dans le meilleur des cas, la limite du pouvoir de résolution est représentée par l'énergie nécessaire pour créer une paire électron-trou (~ 2 keV) ce qui donne encore un pouvoir de résolution très supérieur à celui du meilleur spectromètre magnétique (0,6 keV pour la raie 624 du césium).

3/ Possibilité d'association en coïncidence avec un autre détecteur, ce qui n'est pas aussi facilement réalisable avec un spectromètre magnétique.

Ceci présente un grand intérêt lorsqu'il s'agit d'étudier des émetteurs β-γ, en particulier, lorsqu'on est en présence de deux ou plusieurs raies β. En ce cas, il s'agit d'éliminer les β n'appartenant pas à la raie étudiée, ainsi que les électrons Compton. Ceci n'est possible qu'en travaillant en coïncidence β-γ, ce que permet le spectromètre à jonction.

Par extension, ce spectromètre nous paraît se prêter à l'étude des schémas de désintégration ainsi qu'à celle de la corrélation angulaire.

Les progrès qu'il est raisonnable d'escompter dans la technologie des jonctions permet d'espérer qu'il sera possible de disposer de jonctions à plus grande surface, à plus grande profondeur de zône active et à épaisseur de fenêtre plus faible que celles qui caractérisent les meilleures jonctions à barrière de surface dont on peu disposer aujourd'hui. De ces progrès, résultera une amélioration notable des performances actuelles, si en même temps, on parvient à diminuer le bruit de fond électronique et de la jonction.

Le tableau qui suit donne une idée des mérites respectifs du spectromètre β à jonction et des spectromètres magnétiques.

Caractéristiques comparées du détecteur à jonction et du spectromètre magnétique

	Détecteur à jonction	Spectromètre magnétique
Résolution énergétique	~ 1 à 0,5 % (pour la raie 662 keV du ^{137m}Ba)	~ 1 % à 0,01 %
Luminosité (surface de la source X $\bar{\Omega}/4\pi$)	~ 10^{-1} cm² (possible de réaliser 1 cm²)	~ 10^{-2} à 10^{-6} cm²
Temps de mesure	court (1 h à quelques jours)	long 1 j à quelques semaines
Réalisation	facile	difficile
Opération en basse température	préférable (~ 100°K)	très difficile
Discrimination γ	difficile	facile
Coïncidence		
e – γ	facile	réalisable
e – e	facile	très difficile
Corrélation angulaire		
e – γ	possible	réalisable avec certains types
e – e	possible	réalisable avec certains types, mais très difficile
Encombrement	petit	grand
Robustesse	fragile	solide
Prix	peu élevé	très élevé pour les meilleurs

APPENDICE I

PROGRAMME DU DÉPOUILLEMENT DES SPECTRES β GROUPES I, II et III

```
C       Groupe I, LE CALCUL DE LA DISTRIBUTION DE GAUSS
        DIMENSION A(400), B(400), C(400), D(400), W(400), Q(400), V(400)
        DIMENSION X(20), Y(20), VSOM(20)
        LIRE101, K
 101    MODELE(I5)
        J=1
 102    LIRE 1, XO, HW, ER, ERY, M, N
 1      MODELE(F5.0, F5.0, F6.2, E7.0, 2I4)
        YO=1.6651/HW
        LIRE 2, (Q(I), I=M, N)
 2      MODELE(5F12.0)
        IMPRIMER 104
 104    MODELE(20H  XO                YO)
 3      FAIRE 7 I=M, N
        FI=FLOTF(I)
        A(I)=(FI-XO)*YO
        AS=A(I)*A(I)
        SI(AS-50.)4, 4, 5
 4      B(I)=1./EXPF(AS)
        ALLERA 6
 5      B(I)=0.
 6      C(I)=AS*B(I)
 7      D(I)=A(I)*B(I)
        Q1=0.
        Q2=0.
        R1=0.
        R2=0.
        S1=0.
        S2=0.
        T1=0.
        T2=0.
        U1=0.
        FAIRE 12 I=M, N
        SI(Q(I))9, 9, 8
 8      W(I)=1./Q(I)
        ALLERA 10
 9      W(I)=0.
 10     Q1=B(I)+Q1
        Q2=W(I)*B(I)*B(I)+Q2
        R1=C(I)+R1
        R2=W(I)*B(I)*C(I)+R2
        S1=D(I)+S1
        S2=W(I)*B(I)*D(I)+S2
        T1=W(I)*C(I)*C(I)+T1
        T2=W(I)*D(I)*D(I)+T2
 12       U1=W(I)*C(I)*D(I)+U1
        V1=S1*T1-R1*U1
        V2=R1*R2-Q1*T1
        F1=S1*U1-R1*T2
        F2=2.*R1*S2-Q1*U1-R2*S1
        G1=R1*S2-R2*S1
        G2=Q1*R2-Q2*R1
        AM=V1*F2-V2*F1
        BM=G1*F2-G2*F1
        CM=V1*G2-V2*G1
        B=BM/AM
        C=CM/AM
        A=S1/(B*U1+C*T2+S2)
        DX=0.5*C/Y0
        DY=-B*Y0/2.
        X0=X0+DX
        Y0=Y0+DY
```

```
        IMPRIMER 13,X0,Y0
 13     MODELE(2F13.5//)
        DXAB=ABSF(DX)
        DYAB=ABSF(DY)
        SI(DXAB-ER)14,14,3
 14     SI(DYAB-ERY)21,21,3
 21     X(J)=X0
        Y(J)=Y0
        VM=LOGF(100.)
        VM=RACF(VM)
        FLM=X0-VM/Y0
        FLN=X0+VM/Y0
        LM=XFIXF(FLM)
        LN=XFIXF(FLN)
        SI(LN-400)24,24,25
 25     LN=400
 24     FAIRE 19 I=LM,LN
        FI=FLOTF(I)
        Z=(FI-X0)*Y0
        AA=Z*Z
 19     V(I)=A/EXPF(AA)
        IMPRIMER 105
 105    MODELE(24H DISTRIBUTION GAUSSIENNE)
        IMPRIMER 22,(I,V(I),I=LM,LN)
 22     MODELE(5(I8,E13.5))
        IMPRIMER 23
 23     MODELE(1H0)
        VSOM(J)=0.
        FAIRE 15 I=LM,LN
 15     VSOM(J)=V(I)+VSOM(J)
        J=J+1
        SI(J-K)102,102,20
 20     IMPRIMER 103,(J,X(J),Y(J),J=1,K)
 103    MODELE(I3,2E13.5//)
C       GROUPE II
C       L'ETALONAGE DE LA COURBE D'ENERGIE PAR LES MOINDRES CARRES
        DIMENSION E(20,2),PE(20,2)
        DIMENSION 7Px3(20)
        DIMENSION ACU(2),U3(2)
        DIMENSION P3(20,20)
        DIMENSION CEP(2,2),CT(2,2)
        DIMENSION ET(2,20)
        LIRE 201,LP3
 201    MODELE(I2)
        FAIRE 204 JA=1,K
        JB=1
        E(JA,JB)=1.
        JB=2
        LIRE 203,E(JA,JB)
 203    MODELE(E12.6)
 204    CONTINUER
        FAIRE 205 M=1,K
        FAIRE 205 L=1,K
        SI(M-L)206,207,206
 206    P3(M,L)=0.
        ALLERA 205
 207    ALLERA(208,209),LP3
 209    LIRE 210,P3(M,L)
 210    MODELE(F6.0)
        ALLERA 205
 208    P3(M,L)=1.
 205    CONTINUER
```

```
      FAIRE 211 M=1,K
      ZPx3(M)=0.
      FAIRE 211 L=1,K
211   ZPx3(M)=P3(M,L)*X(L)+ZPx3(M)
      FAIRE 212 JA=1,K
      FAIRE 212 JB=1,2
      J =JB
      M=JA
212   ET(J,M)=E(JA,JB)
      FAIRE 213 J=1,2
      U3(J)=0.
      FAIRE 213 M=1,K
213   U3(J)=ET(J,M)*ZPx3(M)+U3(J)
      FAIRE 214 M=1,K
      FAIRE 214 JB=1,2
      PE(M,JB)=0.
      FAIRE 214 JA=1,K
      L=JA
214   PE(M,JB)=P3(M,L)*E(JA,JB)+PE(M,JB)
      FAIRE 215 J=1,2
      FAIRE 215 JB=1,2
      CEP(J,JB)=0.
      FAIRE 215 M=1,K
215   CEP(J,JB)=ET(J,M)*PE(M,JB)+CEP(J,JB)
      CD3=CEP(1,1)*CEP(2,2)-CEP(1,2)*CEP(2,1)
      CT(1,1)=CEP(2,2)/CD3
      CT(1,2)=(-1.)*CEP(1,2)/CD3
      CT(2,1)=(-1.)*CEP(2,1)/CD3
      CT(2,2)=CEP(1,1)/CD3
      FAIRE 216 I=1,2
      ACU(I)=0.
      FAIRE 216 J=1,2
216   ACU(I)=CT(I,J)*U3(J)+ACU(I)
      IMPRIMER 219
219   MODELE(9H DONNEES)
      IMPRIMER 220
220   MODELE(25H NO   CANNAUX    ENERGIE)
      FAIRE 221 L=1,K
      JA=L
      JB=2
      IMPRIMER 222,L,X(L),E(JA,JB)
222   MODELE(13,F9.0,E14.6)
221   CONTINUER
      IMPRIMER 223
223   MODELE(1H0)
      FAIRE 218 I=1,2
      IMPRIMER 217,(I,ACU(I))
217   MODELE(18H COEFFICIENT   ACU,I1,E17.6)
218   CONTINUER
      IMPRIMER 224
224   MODELE(1H0)
C     GROUPE III(A)
      DIMENSION PVSOM(20)
      DIMENSION ENG(400)
      SVSOM=0.
      FAIRE 490 J=1,K
490   SVSOM=VSOM(J)+SVSOM
      FAIRE 491 J=1,K
491   PVSOM(J)=VSOM(J)/SVSOM
      YMOY=0.
      FAIRE 492 J=1,K
492   YMOY=Y(J)*PVSOM(J)+YMOY
```

```
      IMPRIMER 493,(YMOY)
493   MODELE(11H Y   MOYENNE,E15.5)
      IMPRIMER 429
429   MODELE(1H0)
      FAIRE 423 I=1,400
      FI=FLOTF(I)
      ENG(I)=(FI-ACU(1))/ACU(2)
      SI(ENG(I))422,422,423
422   ENG(I)=0.
423   CONTINUER
      IMPRIMER 430
430   MODELE(8H ENERGIE)
      IMPRIMER 426,(ENG(I),I=1,400)
426   MODELE(5E17.6)
      IMPRIMER 427
427   MODELE(1H0)
C     GROUPE III(B),LA CORRECTION DE LA RESOLUTION
      DIMENSION G(400),F(400),H(400)
      LIRE 521,N,REPLIM,CLIM
521   MODELE(14,F3.0,F4.0)
      LIRE 522,(G(I),I=1,N)
522   MODELE(5E12.6)
      IMPRIMER 520
520   MODELE(20H LE SPECTRE ORIGINAL)
      IMPRIMER 519,(I,G(I),I=1,N)
519   MODELE(5(I7,E13.5))
      IMPRIMER 523
523   MODELE(1H0)
      FAIRE 531 I=1,N
531   F(I)=G(I)
      REPNOM=0.
501   FAIRE 510 J=1,N
      H(J)=0.
      FJ=FLOTF(J)
      FN=FLOTF(N)
      FCI=FJ-CLIM
      SI(FCI)502,502,503
503   LCI=XENTF(FCI)
      ALLERA 504
502   LCI=1
504   FCS=FJ+CLIM
      SI(FN-FCS)505,506,506
506   LCS=XENTF(FCS)
      ALLERA 507
505   LCS=N
507   FAIRE 510 I=LCI,LCS
      FI=FLOTF(I)
      SI(YMOY)508,508,514
514   SI(F(I))508,508,515
515   YY=YMOY*YMOY
      DIF=FI-FJ
      PUI=DIF*DIF*YY
      SI(50.-PUI)508,508,509
509   EPU=EXPF(PUI)
      TAS=(F(I)*YMOY)/(EPU*1.7724)
      ALLERA 510
508   TAS=0.
510   H(J)=H(J)+TAS
      IMPRIMER 511,(J,H(J),J=1,N)
511   MODELE(5(I7,E13.5))
```

```
      FAIRE 512 J=1,N
      I=J
512   F(I)=F(I)+G(I)-H(J)
      REPNOM=REPNOM+1.
      IMPRIMER 517
517   MODELE(1H0)
      SI(REPLIM-REPNOM)513,513,501
513   IMPRIMER 518
518   MODELE(19H LE SPECTRE CORRIGE)
      IMPRIMER 516,(I,F(I),I=1,N)
516   MODELE(5(I7,E13.5))
      APPEL EXIT
      FIN(1,0,0,0,0,0,1,0,0,1,0,0,0,0,0)
```

APPENDICE II

PROGRAMME DU DÉPOUILLEMENT DES SPECTRES β
REPRÉSENTATION DE KURIE GROUPES IV et V

```
C       GROUPE IV LE CHANGEMENT D-ENERGIE EN QUANTITE DU MOUVEMENT
        DIMENSION EG(400),F(400),PM(400),QC(400)
        DIMENSION ACU(2)
        DIMENSION FF(50)
        DIMENSION FA(50),FB(50),FC(50)
        DIMENSION ENG(400),QF(400)
        DIMENSION P(50)
        DIMENSION FFC(400)
        DETERMF(BA,BB,BC,BD,BE,BF,BG,BH,BI)=BA*BE*BI+BB*BF*BG+BC*BH*BD-
       1BA*BF*BH-BD*BB*BI-BG*BE*BC
        LIRE 691,(ACU(I),I=1,2)
 691    MODELE(2E12.6)
        LIRE 601,N
 601    MODELE(I5)
        LIRE 692,(F(I),I=1,N)
 692    MODELE(5E12.6)
 606    FAIRE 609 I=1,N
        FI=FLOTF(I)
        ENG(I)=(FI-ACU(1))/ACU(2)
        EG(I)=ENG(I)/511.+1.
        SI(EG(I))607,607,608
 607    EG(I)=1.
 608    EG2=EG(I)*EG(I)-1.
        SI(EG2)611,611,603
 611    PM(I)=0.
        ALLERA 604
 603    PM(I)=RACF(EG2)
 604    SI(PM(I))605,605,609
 605    F(I)=0.
 609    CONTINUER
        LIRE 610,MTRAN
 610    MODELE(I2)
 922    LIRE 901,KKL
 901    MODELE(I4)
        ALLERA(806,920),MTRAN
 920    LIRE 903,(FF(KK),KK=1,KKL)
 903    MODELE(6E12.6)
        ALLERA 921
C       GROUPE V-1 INTERPOLATION DE FONCTION DE FERMI SUR Z
 806    LIRE 801,ZA,ZB,ZC,ZF
 801    MODELE(4E12.6)
        LIRE 802,(FA(KK),KK=1,KKL)
 802    MODELE(6E12.6)
        LIRE 803,(FB(KK),KK=1,KKL)
 803    MODELE(6E12.6)
        LIRE 804,(FC(KK),KK=1,KKL)
 804    MODELE(6E12.6)
        FAIRE 805 KK=1,KKL
        BA=ZA*ZA
        BB=ZA
        BC=1.
        BD=ZB*ZB
        BE=ZB
        BF=1.
        BG=ZC*ZC
        BH=ZC
        BI=1.
        T=1./DETERMF(BA,BB,BC,BD,BE,BF,BG,BH,BI)
        BA=FA(KK)
        BD=FB(KK)
        BG=FC(KK)
        A1=DETERMF(BA,BB,BC,BD,BE,BF,BG,BH,BI)*T
```

```
      BA=ZA*ZA
      BD=ZB*ZB
      BG=ZC*ZC
      BB=FA(KK)
      BE=FB(KK)
      BH=FC(KK)
      A2 =DETERMF(BA,BB,BC,BD,BE,BF,BG,BH,BI)*T
      BB=ZA
      BE=ZB
      BH=ZC
      BC=FA(KK)
      BF=FB(KK)
      BI =FC(KK)
      A3 =DETERMF(BA,BB,BC,BD,BE,BF,BG,BH,BI)*T
  805 FF(KK)=A1*ZF*ZF+A2*ZF+A3
      IMPRIMER 893
  893 MODELE(29H FONCTION DE FERMI INTERPOLEE)
      IMPRIMER 891,(FF(KK),KK=1,KKL)
  891 MODELE(5E17.6)
      IMPRIMER 892
  892 MODELE(1H0)
C     GROUPE V-II  INTERPOLATION DE FONCTION DE FERMI SUR QUANTITE
C     DE MOUVEMENT
  921 LIRE 902,(P(KK),KK=1,KKL)
  902 MODELE(6E12.6)
      IMPRIMER 951
  951 MODELE(41H FONCTION DE FERMI CORRESPONDANTE A PM(I))
      KK=1
      I=1
      KL=500
  905 SI(PM(I)-P(KK))910,918,906
  906 KK=KK+1
  907 SI(KK-KKL)908,911,911
  908 SI(PM(I)-P(KK))912,918,906
  912 KK=KK-1
      ALLERA 910
  911 KK=KK-2
  910 SI(KL-KK)915,917,915
  915 BA=P(KK)*P(KK)
      BB=P(KK)
      BC=1.
      KJ =KK+1
      BD=P(KJ)*P(KJ)
      BE=P(KJ)
      BF=1.
      KJ =KK+2
      BG=P(KJ)*P(KJ)
      BH=P(KJ)
      BI =1.
      T2 =1./DETERMF(BA,BB,BC,BD,BE,BF,BG,BH,BI)
      BA=FF(KK)
      KJ =KK+1
      BD=FF(KJ)
      KJ =KK+2
      BG=FF(KJ)
      B1 =T2*DETERMF(BA,BB,BC,BD,BE,BF,BG,BH,BI)
      BA=P(KK)*P(KK)
      BB=FF(KK)
      KJ =KK+1
      BD=P(KJ)*P(KJ)
      BE=FF(KJ)
      KJ =KK+2
```

```
      BG=P(KJ)*P(KJ)
      BH=FF(KJ)
      B2=T2*DETERMF(BA,BB,BC,BD,BE,BF,BG,BH,BI)
      BB=P(KK)
      BC=FF(KK)
      KJ=KK+1
      BE=P(KJ)
      BF=FF(KJ)
      KJ=KK+2
      BH=P(KJ)
      BI=FF(KJ)
      B3=T2*DETERMF(BA,BB,BC,BD,BE,BF,BG,BH,BI)
      KL=KK
 917  FFC(I)=B1*PM(I)*PM(I)+B2*PM(I)+B3
      ALLERA 919
 918  FFC(I)=FF(KK)
 919  SI(N-I)923,923,914
 914  I=I+1
      SI(KK-1)908,905,908
 923  IMPRIMER 950,(FFC(I),I=1,N)
 950  MODELE(5E16.6)
      IMPRIMER 952
 952  MODELE(1H0)
C     GROUPE V.III CALCUL DE LA REPRESENTATION DE KURIE
      FAIRE 955 I=1,N
      SI(F(I))953,953,954
 953  QF(I)=0.
      ALLERA 955
 954  QF(I)=RACF(F(I)/FFC(I))
      QF(I)=QF(I)/EG(I)
 955  CONTINUER
      IMPRIMER 957
 957  MODELE(54H CANAUX    QUANT.MOUV.     ENERGIE     REP.KURIE)
      IMPRIMER 956,(I,PM(I),ENG(I),QF(I),I=1,N)
 956  MODELE(I7,3E16.6)
      APPEL EXIT
      FIN(1,0,0,0,0,0,1,0,0,1,0,0,0,0,0)
```

BIBLIOGRAPHIE

[1] E. FERMI - Zeits. f. Physik *88*, 161 (1934).

[2] E. KONOPINSKI et G. UHLENBECK - Phys. Rev. *48*, 7 (1935).

[3] G. GAMOW et E. TELLER - Phys. Rev. *49*, 895 (1936).

[4] T. LEE et C. YANG - Phys. Rev. *104*, 254 (1956).

[5] A. SALAM - Nuovo. Cim. *5*, 299 (1957).

[6] R. FEYNMAN et M. GELL-MAN - Phys. Rev. *109*, 193 (1958).

[7] R. MARSHAK et G. SUDARSHAN - Phys. Rev. *109*, 1860 (1958).

[8] T. LEE, R. OEHME et C. YANG - Phys. Rev. *106*, 340 (1957).

[9] M. MORITA et R. MORITA - Phys. Rev. *107*, 1316 (1957).

[10] R. CURTIS et R. LEWIS - Phys. Rev. *107*, 1381 (1957).

[11] J. JACKSON, S. TREIMAN et H. WYLD, Jr - Phys. Rev. *106*, 517 (1957).

[12] E. AMBLER, R. HAYWARD, D. HOPPES et R.P. HUDSON - Phys. Rev. *108*, 503 (1957).

[13] E. AMBLER, R. HAYWARD, D. HOPPES et R.P. HUDSON - Phys. Rev. *110*, 787 (1958).

[14] M. BURGY, V. KROHN, T. NOVEY, G. RINGO et V. TELEGDI - Phys. Rev. Letters *1*, 324 (1958).

[15] P. SIMMS et R. STEFFEN - Phys. Rev. *118*, 768 (1960).

[16] E. KONOPINSKI et G. UHLENBECK - Phys. Rev. *60*, 308 (1941).

[17] R. YOUNG - Phys. Rev. *115*, 577 (1959)

[18] C. BHALLA et M. ROSE - ORNL 3207 (1961).

[19] B. DZHELEPOV et L. ZYRIANOVA - Influence of atomic electric fields on beta decay, Izd. Akard. Nauk. SSSR (1956).

[20] L. DURAND L. LANDOVITZ et R. MARR - Phys. Rev. *130*, 1188 (1963).

[21] M. ROSE - Phys. Rev. *49*, 727 (1936).

[22] J. REITZ - Phys. Rev. *77*, 10 (1950).

[23] L. DURAND - Phys. Rev. *135*, B 310 (1964).

[24] L. BROWN - Phys. Rev. *135*, B 314 (1964).

[25] M. FIERZ - Z. Physik *104*, 553 (1937).

[26] J. GERHART - Phys. Rev. *109*, 897 (1958).

[27] R. SHERR et R. MILLER - Phys. Rev. *93*, 1076 (1954).

[28] R. DREVER, A. MOLJK et J. SCOBIE - Phil. Mag. *1*, 942 (1956).

[29] H. WEIDENMULLER - Rev. Mod. Phys. *33*, 574 (1961).

[30] K. Mc KAY - Phys. Rev. *76*, 1537 (1949).

[31] K. Mc KAY - Phys. Rev. *84*, 833 (1951).

[32] K. Mc KAY et K. Mc AFEE - Phys. Rev. *91*, 1079 (1953).

[33] C. ORMAN, H. FAN, G. GOLDSMITH et K. LARK-HOROVITZ - Phys. Rev. *78*, 646 (1950).

[34] J. MAYER et B. GOSSICK - Rev. Sci. Instr. *27*, 407 (1956).

[35] B. GOSSICK - J. Appli. Phys. *27*, 905 (1956).

[36] J. MAYER - J. Appl. Phys. *30*, 1937 (1959).

[37] E. PELL - J. Appl. Phys. *31*, 291 (1960).

[38] E. PELL - J. Appl. Phys. *31*, 1675 (1960).

[39] E. PELL - NAS-NRC *871*, 136 (1961) (Nat. Acad. Sci. Rep.).

[40] J. ELLIOT - UCRL - 9538 (1961).

[41] J. MAYER - J. Appl. Phys. *33*, 2894 (1962).

[42] E. KLEMA - Nucl. Instr. and Meth. *26*, 205 (1964).

[43] W. HANSEN et B. JARRETT - Nucl. Instr. and Meth. *31*, 301 (1964).

[44] A. TAVENDALE et G. EWAN - Nucl. Instr. and Meth. *25*, 185 (1963).

[45] G. EWAN et A. TAVENDALE - Nucl. Instr. and Meth. *26*, 183 (1964).

[46] J. Mc KENZIE et J. WAUGH - I.R.E. Trans. Nucl. Sci. NS-7, 195 (1960).

[47] G. AMSEL, P. BARUCH et O. SMULKOWSKI - Nucl. Instr. and Meth. *8*, 92 (1960).

[48] R. SAINTESPRIT - Solid State Electronics, *1*, 123 (1960).

[49] A. KURTZ et R. YEE - J. Appl. Phys. *31*, 303 (1960).

[50] J. MAYER - NAS-NSS 32, publ. 871, 1 (1961) (Nat. Acad. Sci. Rep.)

[51] R. WILLIAMS et P. WEBB - I.R.E. Trans. NS 9, 160 (1962).

[52] C. INSKEEP et W. EIDSON - Electronique Nucléaire 1963 (Colloque International organisé par la S.F.E.R., Paris), 163.

[53] G. DEARNALEY et D. NORTHROP - Semiconductor Counters for Nuclear Radiations (SPON 1964).

[54] G. DEARNALEY et J. LEWIS - Electronique Nucléaire, 1963 (Colloque Internal organisé par la S.F.E.R., Paris), 147.

[55] W. SHOCKLEY - Czech J. Phys. *B11*, 81 (1961).

[56] V. PATSKEVICH, V. VAVILLOV et L. SMIRNOV - Zhur. Eksptl. Teoret. Fiz. *33*, 804 (1957): Soviet Phys. JETP, *6*, 619 (1957).

[57] J. Mc KENZIE et D. BROMLEY - Bull. Am. Phys. Soc. *4*, 422 (1959).

[58] M. HALBERT et J. BLANKENSHIP - Nucl. Instr. and Meth. *8*, 106 (1960).

[59] K. Mc KAY - Phys. Rev. *84*, 829 (1951).

[60] F. MORIN et J. MAITA - Phys. Rev. *96*, 28 (1958).

[61] G. MILLER et W. GIBSON - Proc. Int. Conf. Nucl. Elect., Belgrade (1961), 477.

[62] A. VAN DER ZIEL - Fluctuation Phenomend in semi-conductors Butterworths Sci. Pub., London (1959).

[63] G. LIBS et G. de ROSNY - Rapport Interne non diffusé, (Saclay 1964).

[64] R. SMITH - Semiconductors, Cambridge Univ. Press (1959).

[65] F. CAPPELLANI et G. RESTELLI - Nucl. Instr. and Meth. *25*, 230 (1964).

[66] G. GREGOIRE, J. HEUGHEBAERT, G. LEMAITRE, J. OOSTENS et VAN GERVEN - Nucl. Instr. and Meth. *28*, 346 (1964).

[67] W. WEISS et E. WHATLEY - Nucleonics *20*, n° 8, 147 (1962).

[68] J. LAWSON et J. CORK - Phys. Rev. *57*, 982 (1940).

[69] G. GRAVES, L. LANGER et R. MOFFA - Phys. Rev. *88*, 344 (1952).

[70] S. BURSON, H. GRENCH et L. SCHMID - Phys. Rev. *115*, 188 (1959).

[71] R. MAERKER et R. BIRKHOFF - Phys. Rev. *89*, 1159 (1953).

[72] Y. YOSHIZAWA - Nuclear Phys. *5*, 122 (1958).

[73] I. ANTONOVA - Izvest. Akad. Nauk SSSR, ser. 20, 896 (1956).

[74] C. PRUETT et R. WILKINSON - Phys. Rev. *96*, 1340 (1954).

[75] B. KETELLE, H. THOMAS et A. BROSI - Phys. Rev. *103*, 190 (1956).

[76] L. GILLON, K. GOPALAKRISHNAN, A. DE SHALIT et J. MIHELICH - Phys. Rev. *93*, 124 (1954).

[77] P. CRESSMAN et R.G. WILKINSON - Phys. Rev. *109*, 872 (1958).

[78] A. WAPSTRA - Arkiv Fysik *7*, 279 (1954).

[79] D. ALBURGER et A. SUNYAR - Phys. Rev. *99*, 695 (1955).

[80] R. RICCI - Physica *23*, 693 (1957).

[81] E. SAKAI - Electronique Nucléaire, 1963 (Colloque International organisé par la S.F.E.R., Paris), 205.

[82] Y.V. LINNIK - Method of Least Squares, Oxford (1961).

[83] R. LANE, N. MOREHOUSE, Jr et D. PHILLIPS - Nucl. Instr. and Meth. *9*, 87 (1960).

[84] G. BERTOLIN, F. CAPPELANI et A. ROTA -Nucl. Instr. and Meth. *9*, 107 (1960).

[85] E. FUCHSCHINI, C. MARONI, C. PROCEDDU et P. VERONESI - Nucl. Instr. and Meth. *26*, 301 (1964).

[86] M. de CROES, W. PARKER et K. SEVIER - Nucl. Instr. and Meth. *7*, 160 (1960).

[87] T. WENTINK, Jr, W. KOSKI et V. COHEN - Phys. Rev. *76*, 703 (1949).

[88] L. DAVIS Jr, B. FELD, C. ZABEL et J. ZACHARIAS - Phys. Rev. *73*, 525 (1948).

[89] R.D. CONNOR et I.L. FAIRWEATHER - Proc. Phys. Soc. *A 70* (1957).

[90] L. FEUVRAIS et T. YUASA - C.R. Acad. Sc. *239*, 1627 (1954).

[91] L. LANGER, J. MOTZ et H. PRICE, Jr - Phys. Rev. *77*, 798 (1950).

[92] H. SELIGER, W. MANN et L. CAVALLO - J. Research Natl. Bur. Standards *60*, 447 (1958).

[93] C. CORK, L. LANGER et H. PRICE, Jr - Phys. Rev. 73, 1395 (1948).

[94] C. WU et R. ALBERT - Phys. Rev. *74*, 847, (1948).

[95] F. JENKINS - Phys. Rev. *73*, 639 (1948).

[96] F. AJZENBERG-SELOVE et T. LAURITSEN - Nucl. Phys. *11*, 1. (1959).

[97] B. JANCOVINCI - Anal. Physique *4*, 689 (1959).

[98] A. MESSIAH - Phys. Rev. *88*, 151 (1952).

[99] R. BOUCHEZ - C.R. Acad. Sc. *231*, 225 (1950).

[100] J. GERHART - Phys. Rev. *95*, 288 (1954).

[101] H. FORSTER et A. OSWALD - Phys. Rev. *96*, 1030 (1954).

[102] A. POHM, R. WADDELL, J. POWERS et E. JENSEN - Phys. Rev. *97*, 432 (1955).

[103] C. WU et A. SCHWARZSCUILD - Phys. Rev. *91*, 483 (1953).

[104] J. MIZE et D. JAFFARANO - Phys. Rev. *91*, 210 (1953).

[105] A. MOLJK et S. CURRAN - Phys. Rev. *96*, 395 (1954).

[106] C. COOK, L. LANGER et H. PRICE, Jr. - Phys. Rev. 74, 548, (1948).

[107] S. WARSHAW - Phys. Rev. *80*, 111 (1950).

[108] L. LANGER, E. SPEJEWSKI et D. WORTMAN - Phys. Rev. *135*, B 581 (1964).

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé :
Orsay, le 14 Juin 1965.
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
J. BERGERARD.

Vu
et Permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie de Paris,
J. ROCHE.

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN
Ouvrages scientifiques
TYPO-OFFSET
GAP (Hautes-Alpes)
Dépôt légal n° 50
1966